ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

980

THÈSES

PRESENTEES,

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE grade DE DOCTEUR ès-sciences

PAR

TEKOU Amouzou Bernard

1re THESE. — "Les collisions élastiques et quasi-élastiques de deux noyaux à haute énergie et le modèle du projectile rigide".

2e THESE. — Propositions données

Soutenues le 21 juin 72 devant la Commission d'examen

MM. GOURDIN — Président.

Mme BENOIST-GUEUTAL
MM BERTOCCHI
RHO
— Examinateurs.

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

980

THÈSES

PRESENTEES,

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE grade DE DOCTEUR ès-sciences

PAR

TEKOU Amouzou Bernard

1re **THESE.** — "Les collisions élastiques et quasi-élastiques de deux noyaux à haute énergie et le modèle du projectile rigide".

2e **THESE.** — Propositions données

Soutenues le 21 juin 72 **devant la Commission d'examen**

MM. GOURDIN — Président.

Mme BENOIST-GUEUTAL
MM BERTOCCHI
RHO
} Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Les résultats des chapitres I, II et III ont été obtenus pendant que j'étais à l'Université d'Etat à Moscou. L'idée de l'application de la théorie de Glauber à la collision de deux noyaux m'a été suggérée par Monsieur le Professeur V.V. Balachov à qui j'exprime ma sincère reconnaissance. Je remercie le Docteur G. Ya. Korenman pour les discussions efficaces.

Les chapitres IV et V sont les résultats d'un travail de recherche effectué au Centre International pour la Physique Théorique de Trieste, grâce à l'octroi d'une bourse de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique. Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur L. Bertocchi pour les remarques très intéressantes.

Je remercie beaucoup le Docteur G. Ripka pour l'aide qu'il m'a apportée pour l'obtention de la bourse de l'A.I.E.A.

Madame le Professeur P. Benoîst-Gueutal à bien voulu patronner ce travail. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour ces conseils et pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail.

Mes sincères remerciements vont au Docteur M. Chemtob qui m'a efficacement aidé dans la rédaction du texte.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I._ LES DIFFUSIONS ÉLASTIQUES ET QUASI-ÉLASTIQUES DU DEUTON PAR LES NOYAUX LÉGERS

1. Introduction
2. Les collisions élastiques deuton-hélium et deuton-deuton
3. Les collisions quasi-élastiques deuton-deuton et deuton-hélium
4. Les sections efficaces totales
5. Conclusion

CHAPITRE II. LA CONNECTION DE LA THÉORIE DU NOYAU OPAQUE À LA THÉORIE DE GLAUBER

1. Introduction
2. Diffusion élastique nucléon-noyau
3. La diffusion élastique deuton-noyau
4. Conclusion

CHAPITRE III. LE MODÈLE DU PROJECTILE RIGIDE ET LES SECTIONS EFFICACES INTÉGRALES DES COLLISIONS NOYAU-NOYAU

1. Introduction
2. La méthode d'approximation
3. Les sections efficaces totales des collisions deuton-noyau
4. Les sections efficaces intégrales des diffusions élastiques et inélastiques noyau-noyau
5. Les sections efficaces d'absorption des anti-deutons par les noyaux

6. Les sections efficaces totales et les sections efficaces d'absorption pendant les collisions des noyaux légers au noyau A_1

7. Conclusion

CHAPITRE IV LES DIFFUSIONS QUASI-ÉLASTIQUES DEUTON-NOYAU

1. La désintégration cohérente

2. Désintégration incohérente et autres voies de la diffusion deuton-noyau

3. Conclusion

CHAPITRE V LA DIFFUSION QUASI-ÉLASTIQUE DEUTON-DEUTON ET LE SPIN DE DEUTON

1. Introduction

2. La section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique deuton-deuton

3. Les calculs et les résultats

CHAPITRE VI CONCLUSION GÉNÉRALE

REFERENCES

APPENDICE A

INTRODUCTION

La collision de deux noyaux à haute énergie (1 GeV et plus) continue à éveiller beaucoup d'intérêt scientifique. Le cas le plus simple de la collision de deux noyaux, la diffusion du deuton par les noyaux, a été étudié il y a un bon nombre d'années. Serber (1) a examiner l'absorption (en raison des collisions inélastiques) d'un nucléon du deuton pendant que l'autre nucléon, libéré, poursuit sa course sans interaction nucléaire. Akhieser et Sitenko (2) ont analysé en détail la diffusion élastique du deuton par le noyau et sa désintégration diffractionnelle. Ils ont étudié aussi la désintégration du deuton dans le champ coulombien du noyau. La désintégration diffractionnelle du deuton a été aussi l'objet d'étude de Glauber (3) et de Feinberg (4). Dans leurs études, tous ces auteurs ont proposé le noyau-cible absolument opaque pour chacun des nucléons du deuton-projectile. Ceci a permis de simplifier considérablement les formules et d'obtenir certaines informations sur l'ordre de grandeur des sections efficaces étudiées et leurs variations en fonction du nombre de masse du noyau-cible.

Mais le problème de la désintégration diffractionnelle des deutons rapides revient à l'ordre du jour à cause des données expérimentales relativement récentes sur la section efficace du stripping du proton (5) à 3.2 GeV/c et des antiprotons (6) à 13.3 et à 25 Gev/c. Ici, le stripping du proton (anti-proton) signifie la désintégration diffractionnelle et toutes les réactions pendant lesquelles le neutron (anti-neutron) du deuton (anti-deuton) subit des collisions inélastiques.

Les prédictions du modèle du noyau opaque se sont trouvées en désaccord profond avec les données expérimentales sur les sections efficaces du stripping du proton (5, 7).

Aussi Fäldt et Pilkhün (8) (Fäldt I) font une première tentative de rétablir l'accord en refaisant les calculs à l'aide d'une approximation particulière dérivée de la théorie de la diffusion multiple de Glauber (9). Mais l'accord n'est pas obtenu. Alors Fäldt (10) (Fäldt II) reprend la méthode du noyau opaque en tenant compte, cette fois-ci, de la transparence du noyau et aussi de la désintégration du deuton due aux forces coulombiennes, ignorées dans les calculs précédents. Il obtient un accord parfait avec l'expérience et conclut que la section efficace de la désintégration dans le champs coulombien du noyau est beaucoup plus importante que celle qui est due aux forces nucléaires.

Cependant, la méthode du modèle du noyau opaque comme celle de Fäldt II naturellement, a deux insuffisances remarquables qui peuvent sérieusement affecter certaines conclusions de ce vieux modèle surtout à propos de la désintégration diffractionnelle nucléaire du deuton. Ce sont :

1 - Le noyau-cible à l'état excité est considéré dans le modèle du noyau opaque comme une nouvelle particule.

De ce fait,

a) La section efficace de la désintégration incohérente (désintégration accompagnée de l'excitation du noyau-cible) considérée comme une partie de la section efficace de production, est ignorée dans les calculs de Fäldt II ;

b). Les collisions doubles pendant lesquelles le noyau-cible, excité par un nucléon du deuton est retourné à l'état fondamental par l'autre nucléon, sont absentes dans les études des diffusions élastiques et quasi-élastiques (diffusion sans production de particules nouvelles) deuton-noyau par le modèle du noyau opaque.

2 - L'amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau employée dans le modèle du noyau opaque n'est pas correcte dans la région (au-delà du pic diffractionnel) où, les diffusions incohérentes, la désintégration du deuton par excellence, sont très importantes.

Fäldt I aussi comporte une série d'approximations qui le rapproche beaucoup du modèle du noyau opaque. Nous en parlerons chaque fois que nous ferons l'étude d'une section efficace donnée.

Encouragés d'autre part par la possibilité expérimentale offerte par l'accélération des ions lourds à Doubna (5 Gev/c par nucléon), nous nous proposons de refaire l'étude détaillée des collisions élastiques et quasi-élastiques deuton-noyau, en prenant en considération, naturellement, les insuffisances signalées. Nous allons accorder une attention particulière au problème de la désintégration diffractionnelle. C'est là notre premier but. La théorie de la diffusion multiple de Glauber (9) étendue au cas de la collision de deux noyaux (11, 12, 13, 14) nous permet de résoudre notre problème bien qu'ici, les calculs soient extrêmement difficiles.

Les calculs de différentes sections efficaces de la collision de deux noyaux, dans le cadre de la théorie de Glauber représentent en effet, un travail technique excessivement difficile même dans le cas relativement simple de la diffusion du deuton par les noyaux lourds. Il devient absolument nécessaire de mettre au point une méthode ou un modèle plus correct que le modèle du noyau opaque, qui permette facilement de calculer les sections efficaces avec une bonne précision. Aussi le second but que nous nous proposons ici, est la dérivation, de la théorie de Glauber, de ce modèle d'approximation que nous appellerons le modèle du projectile rigide.

Lorsque le noyau en collision avec le deuton est encore très léger (deuton, hélium) les calculs exacts sont faisables à l'aide de la théorie de Glauber. Nous allons donc consacrer le premier chapitre à l'étude de la diffusion élastique et quasi-élastique du deuton par les noyaux légers. Ceci nous permettra de remarquer certains comportements caractéristiques des sections efficaces et de faire le choix de la forme de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton que nous utiliserons dans l'analyse des collisions deuton-noyaux lourds. Dans le second chapitre, nous chercherons la connection de la théorie de la diffusion multiple de Glauber et du modèle du noyau opaque. Nous y mettrons l'accent sur les mérites et les insuffisances de ce dernier. Certes, la théorie de Glauber n'est aussi qu'une théorie semi-phénoménologique et le problème de ses propres fondements physiques et mathématiques est extrêmement intéressant. Nous prions le lecteur intéressé de trouver des renseignements à ce sujet dans les articles correspondants (15, 16, 17). Nous acceptons ici la théorie de Glauber comme bon point de départ et nous supposons que notre lecteur la connaît bien. La connection de la théorie de Glauber et du modèle du noyau opaque nous permettra de trouver le moyen d'élaborer le modèle du projectile rigide que nous allons proposer dans le troisième chapitre. Armés des expériences acquises dans les chapitres précédents et surtout d'une méthode d'approximation vérifiée comme celle du modèle du projectile rigide, nous allons attaquer, dans le quatrième chapitre, le problème de la désintégration du deuton. Dans le cinquième chapitre, nous retournerons à l'examen détaillé de deux deutons pour obtenir des courbes dertinées à l'étude expérimentale. La conclusion générale rassemble les principaux résultats obtenus.

CHAPITRE I

LES DIFFUSIONS ÉLASTIQUES ET QUASI-ÉLASTIQUES DU DEUTON PAR LES NOYAUX LÉGERS.

I - INTRODUCTION.

La diffusion élastique deuton-noyau a fait l'objet d'étude à l'aide de la théorie des collisions multiples de Glauber (9) dans une série d'articles récents (11, 12, 13, 14). Elle devient de plus en plus intéressante et nécessaire à cause de l'accroissement accéléré des études expérimentales de la diffusion, à haute énergie, des deutons (5,18) et des anti-deutons (6,19) par les noyaux. L'énergie de liaison du deuton étant très petite par rapport à l'énergie incidente, les collisions quasi-élastiques, par exemple, celles qui sont accompagnées de la désintégration du deuton sont très importantes au cours de la diffusion des particules (protons, deutons, etc...) par le deuton. Nous savons déjà que, dans le cas de la diffusion proton-deuton (20), la courbe de la section efficace différentielle des collisions au cours desquelles le deuton-cible est laissé dans n'importe quel état (fondamental ou désintégré) prend très vite, sans passer par un minimum, la forme d'une simple courbe exponentielle qui rappelle la section efficace différentielle de la diffusion élastique nucléon-nucléon. Mais lorsque la particule incidente n'est plus "élémentaire" comme le proton, mais composée comme le deuton lui-même, il faut sans doute s'attendre à des changements qualitatifs du comportement de cette courbe. Notons par ailleurs que cette courbe, dont l'étude expérimentale semble beaucoup plus facile que celle de la diffusion élastique deuton-deuton, peut néanmoins présenter d'intéressantes surprises en ce qui concerne la vérification de l'extension de la théorie de Glauber au cas de la collision de deux noyaux. Nous allons donc concentrer toute notre attention sur l'étude des collisions quasi-élastiques deuton-deuton et deuton-hélium (sous-chapitre 3). Mais avant de passer à l'analyse de la section efficace différentielle de la diffusion élastique à l'aide de trois formes différentes de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton. Cela nous permettra d'analyser les modifications de la valeur de la section efficace différentielle dues au choix de la forme de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton (sous-chapitre 2). Selon la commodité des calculs et la précision des résultats obtenus à l'aide de chacune des formes de paramétrisation, nous ferons le choix de la fonction d'onde du deuton que nous utiliserons dans les sous-chapitres et chapitres suivants. Le quatrième sous chapitre sera consacré à l'examen de la contribution de chaque voie de diffusion (élastique, quasi-élastique et inélastique) aux sections efficaces totales des diffusions deuton-deuton et deuton-hélium. Dans le même sous-chapitre, l'étude des variations de la section efficace totale des collisions du deuton par les noyaux en fonction du nombre de masse de ces derniers sera faite.

2. LES COLLISIONS ELASTIQUES DEUTON-HELIUM ET DEUTON-DEUTON

L'amplitude de la diffusion du noyau A_1 par le noyau A_2 au cours de laquelle A_1 passe de l'état $/\varphi>$ à l'état $/t>$ pendant que A_2 abandonne l'état $/i>$ pour l'état $/f>$ a la forme suivante :

$$F_{fit\varphi}(\bar{q}) = \langle ft|\tilde{F}|i\varphi\rangle \qquad (1.2.1a)$$

où l'opérateur $\hat{F}$ est donné par la relation

$$\hat{F} = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\bar{q}\bar{b}} \left\{ 1 - \prod_{n=1}^{A_1} \prod_{\ell=1}^{A_1} \left[1 - \Gamma_{\ell n} (\bar{b} - \bar{S}_n + \bar{\chi}_\ell) \right] \right\} d^2b \qquad (1.2.1b)$$

Les effets dus aux degrés de liberté de spins et d'isospins des particules en collision sont négligés dans la suite. Dans ce chapitre nous n'allons pas prendre en considération la composante $^3D_1$ de l'état fondamental du deuton. La section efficace différentielle de la diffusion élastique est égale à :

$$(d\sigma/d\Omega)_{el} = |F_{ii\varphi\varphi}(\bar{q})|^2$$

où $\bar{q}$ est la composante transversale bidimensionnelle du vecteur $Q=\bar{k}'-\bar{k}$; $\bar{k}$, qui est supposé parallèle à l'axe Z et $\bar{k}'$ sont respectivement les vecteurs d'onde du noyau incident et du noyau diffusé ; $\bar{S}_n$ et $\bar{\chi}_\ell$ représentent respectivement les composantes transversales bidimensionnelles des rayons vecteurs du n ème et du ℓ ème nucléon. La fonction de profil est paramétrisée comme d'habitude |21| par

$$\Gamma_{pp}(\bar{b}) = \Gamma_{pn}(\bar{b}) = \Gamma_o e^{-b^2/2\beta} \; ; \quad \Gamma_o = \frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{4\pi\beta} \quad \sigma_t = 44 \text{ mb} \; , \; \beta = 0.207 \text{ f}^2 \; ,$$

$$\alpha = \frac{\text{Re } f_{NN}(0)}{\text{Jm } f_{NN}(0)} = -0.33 \; ; \qquad (1.2.2)$$

$f_{NN}(0)$ signifie la valeur de l'amplitude de diffusion élastique nucléon-nucléon à l'avant ; σ_t est la section efficace totale de la collision nucléon-nucléon ; β représente le paramètre caractéristique de la pente de la section efficace différentielle de la diffusion élastique nucléon-nucléon. Les valeurs choisies pour ces paramètres correspondent aux données expérimentales (22) à 2 GeV/c. Nous conservons ces valeurs pendant les chapitres suivants sauf dans le cas où les antiprotons seront concernés. Dans ce cas, le lecteur sera averti.

En qualité de fonction d'onde du deuton dans l'état fondamental, nous allons faire usage de trois fonctions différentes $\varphi_1(r)$, $\varphi_2(r)$ et $\varphi_3(r)$ telles que :

$$|\varphi_1(r)|^2 = \left(\frac{\gamma}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\gamma r^2} \; ;$$

où $\bar{r} = \bar{r}_p - \bar{r}_n$; $\gamma = 0.1922\ f^{-2}$;

(1.2.3)

$$|\varphi_2(r)|^2 = \sum_{i=1}^{3} C_i \left(\frac{\gamma i}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\gamma r^2} \quad ;$$

$\gamma_1 = 3.3404\ f^{-2}$; $\gamma_2 = 0.50689\ f^{-2}$; $\gamma_3 = 0.0976$;
$C_1 = -0.03799$; $C_2 = 0.3384$; $C_3 = 0.6952$;

(1.2.4)

$$|\varphi_3(r)|^2 = \frac{P_o}{r^2}\left(e^{-ar} - e^{-dr}\right)^2 \left(1-e^{-cr}\right)^2 \left(1-e^{-gr}\right)^2$$

$a = 0.232 f^{-1}$; $d = 190 f^{-1}$; $c = 1.59 f^{-1}$; $g = 2.5 f^{-1}$.

(1.2.5)

La valeur du paramètre d'oscillateur dans la fonction (1.2.3) est empruntée à l'article (23). Les valeurs des paramètres de la combinaison des fonctions de Gauss (1.2.4) sont extraites de la fonction du facteur de forme du deuton (24) calculé à l'aide de la fonction d'onde numérique (25). La fonction d'onde a été proposée par Moravcsik (26).

La fonction d'onde de l'hélium (He^4) dans l'état fondamental est telle que l'approximation d'une fonction d'onde nucléaire séparable :

$$|\Psi_i(\bar{x}_1, \ldots, \bar{x}_A)|^2 = \prod_{\ell=1}^{A} \left(\frac{1}{\pi a_o}\right)^{3/2} e^{-\frac{x_\ell^2}{a_o}}$$

$(A = 4\ ,\ a_o = 1.88\ f^2 \quad (23))$ (1.2.6)

est justifiée.

Compte tenu des équations (1.2.1) et 1.2.2) nous obtenons pour l'amplitude de la diffusion élastique deuton-deuton la relation suivante :

$$F_{ii\varphi\varphi}(\bar{q}) = F_1(\bar{q}) - F_2(\bar{q}) + F_3(\bar{q}) - F_4(\bar{q})$$

où (1.2.7)

$$F_2(\bar{q}) = ik\beta^2\Gamma_o^2\, e^{-\frac{\beta}{4}q^2} \left\{2\int_o^\infty e^{-\beta q'^2} S_d^2(q')q'dq' + 4\, S_d(\tfrac{1}{2}\bar{q})\int_o^\infty S_d(q')e^{-\beta q'^2} q'dq'\right\}$$

(1.2.7a)

$$F_1(q) = ik4\beta\Gamma_o S_d^2 \left(\frac{1}{2} q\right) e^{-\frac{\beta}{2} q^2}$$

(1.2.7b)

$$F_3(\bar{q}) = ik\beta^4\Gamma_o^3 e^{-\frac{\beta}{8} q^2} \int_o^\infty J_o\left(\frac{\beta}{4} q\delta_1\right) e^{-\frac{\beta}{8}\delta_1^2} B^2(\delta_1)\, \delta_1 d\delta_1$$

$$B(\delta_1) = \int_o^\infty J_o\left(\frac{\beta}{2}\delta_1\delta_2\right) e^{-\frac{\beta}{2}\delta_2^2} S_d(\delta_2)\, \delta_2 d\delta_2$$

(1.2.7c)

$$F_4(\bar{q}) = \frac{1}{4} ik\beta^3\Gamma_o^4 e^{-\frac{\beta}{8} q^2} \left\{ \int_o^\infty e^{-\frac{\beta}{2}\delta^2} S_d(\delta)\delta d\delta \right\}^2$$

(1.2.7d)

Dans ces formules le facteur de forme du deuton $S_d(q)$ est égal à :

$$S_d(\bar{q}) = \int e^{i\bar{q}\bar{s}} |\varphi(r)|^2 d^2\tau$$

(1.2.8)

Le vecteur $\bar{s}$ représente la composante transversale bidimensionnelle du vecteur r .

L'amplitude de la diffusion élastique du deuton par le noyau dont la fonction d'onde dans l'état fondamental est donnée par l'équation (1.2.6) est égale à :

$$F_{ii}(\bar{q}) = ik\, e^{\frac{a_o q^2}{4A}} \sum_{j=1}^{A} \sum_{m=o}^{j} \sum_{m=o}^{m} \binom{A}{j} \binom{J}{m} \binom{m}{n} (-1)^{j+n+1} \Gamma_o^{j+n} \times$$

$$\left(\frac{2\beta}{2\beta+a_o}\right)^{j-n} \left(\frac{\beta}{\beta+a_o}\right)^{n} \frac{1}{2B} e^{-q^2/4B}\, \phi(\bar{q})$$

(1.2.9a)

où

$$\phi(\bar{q}) = \begin{cases} \frac{1}{2G} e^{-\frac{K^2}{4G}} \int_o^\infty S_d(\delta)|_o \left(\frac{|\bar{K}|}{2G}\right)\delta\, e^{-\frac{\delta^2}{4G}}\, \delta d\delta & \text{si } G \neq 0 \\ S_d(K) \end{cases}$$

$$\bar{K} = \frac{Co}{2B}\,\bar{q} \; ; \qquad G = \frac{4EB - C_o^2}{4B} \; ; \qquad C_o = \frac{2m-j-n}{2\beta + a_o}$$

$$B = \frac{(J+n)\beta + j\,a_o}{(2\beta+a_o)\,(\beta+a_o)} \qquad E = \frac{(j+n)\beta + n a_o}{4\beta(2\beta+a_o)}$$

(1.2.9b)

Dans l'équation (1.2.9a), $\binom{A}{j}$, $\binom{j}{m}$ et $\binom{m}{n}$ sont des coefficients binominaux ; $I_o(x)$ (relation (1.2.9b)) est une fonction de Bessel.

Les résultats pour la section efficace différentielle de la diffusion élastique deuton-hélium sont présentés sur la figure 1. Les courbes I, II et III sont calculées à l'aide des fonctions $\varphi_1(r)$, $\varphi_2(r)$ et $\varphi_3(r)$ respectivement. Le comportement qualitatif de ces courbes ne dépend pas du choix de la forme de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton. Le minimum et le maximum conservent leur place. Les modifications de la valeur de la section efficace différentielle dues à la forme de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton ne paraissent pas très importantes. Lorsque $\Delta > 0.02$ (GeV/c)^2 ($\Delta = q^2$), $\varphi_1(r)$ correspond à la valeur la plus élevée de la section efficace différentielle tandis que $\varphi_3(r)$ donne sa valeur la plus petite. Malgré cela, la fonction $\varphi_1(r)$ donne la plus petite valeur de la section efficace totale (σ_T = 253.05 mb) de la collision deuton-hélium alors que $\varphi_3(r)$ correspond à sa valeur la plus grande (σ_T = 256.8 mb). On voit en outre que les valeurs de la section efficace totale ne diffèrent pas plus de 1.5 %. En général, dans la région de petits angles de diffusion, les variations de la section efficace différentielle de la collision élastique deuton-noyau sont essentiellement déterminées par le facteur de forme du noyau le plus lourd. A cause de cela, plus le noyau est lourd, moins la valeur de la section efficace différentielle dépend de la forme de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton.

La section efficace différentielle de la diffusion élastique deuton-deuton est beaucoup plus sensible au choix de la fonction du deuton. Dans la figure 2 sont présentés les résultats pour cette section efficace différentielle. Déjà au minimum la courbe I calculée au moyen de la fonction $\varphi_3(r)$. Mais la courbe II calculée à l'aide de la fonction $\varphi_2(r)$ est seulement 1.1 fois plus haute que la courbe III. La profondeur et la place de minimum ne dépendent presque pas du choix de la fonction du deuton.

Pendant l'analyse des diffusions quasi-élastiques deuton-noyau nous allons utiliser tout simplement la fonction $\varphi_1(r)$. Compte tenu de la petite différence des courbes II et III (figure 2) et de la commodité de son usage la fonction $\varphi_2(r)$ paraît la plus satisfaisante pour l'étude des collisions élastiques et quasi-élastiques deuton-deuton.

3. LES COLLISIONS QUASI-ELASTIQUES DEUTON-DEUTON ET DEUTON-HELIUM

Les collisions du deuton par les noyaux peuvent entraîner, outre la diffusion élastique, les diffusions quasi-élastiques au cours desquelles le noyau s'excite, tandis que le deuton garde son état fondamental (diffusion incohérente) ou, au contraire, le deuton se désintègre en laissant le noyau dans l'état fondamental (désintégration cohérente) ou encore, les deux noyaux en collision se trouvent excités (désintégration incohérente).

La section efficace différentielle de la diffusion totale qui représente la somme des collisions élastiques et quasi-élastiques est égale à :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{d.t} = \sum_{f} \sum_{t} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{fit\varphi} \qquad (1.3.1)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{d.t} = \sum_{f} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{fi\varphi\varphi} + \sum_{t} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{iit\varphi} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} + \sum_{t\neq\varphi} \sum_{f\neq i} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{fit\varphi} \qquad (1.3.2)$$

Admettons que, lorsque l'énergie cinétique de la particule (noyau) incidente est très grande et que la condition $k'|k\approx 1$ est satisfaite, le spectre des niveaux excités de chacun des noyaux en collision est concentré dans une région très étroite voisine de zéro. Dans ce cas, nous pouvons nous servir de la relation de fermeture sur les états de chacun des noyaux

$$\sum_{t} \langle t|\bar{r}_1, \ldots, \bar{r}_A\rangle \langle \bar{r}_1', \ldots, r_A'|t\rangle \pi \prod_{j=1}^{A} \delta(\bar{r}_j - \bar{r}_j') \qquad (1.3.3)$$

pour faire les sommes dans les formules (1.3.1) et (1.3.2). Ainsi donc, dans le cas des collisions du deuton par le noyau A nous obtenons :

$$(d\sigma|d\Omega)_d = \sum_{t} (d\sigma|d\Omega)_{iit\varphi} = \langle \varphi | \langle i|\hat{F}|i\rangle^{+} \langle i|\hat{F}|i\rangle|\varphi\rangle$$

$$= (d\sigma|d\Omega)_{d.c.} + (d\sigma|d\Omega)_{el} \qquad (1.3.4)$$

$$(d\sigma|d\Omega)_A = \sum_{f} (d\sigma|d\Omega)_{fi\varphi\varphi} = \langle i|\langle\varphi|\hat{F}|\varphi\rangle^{+} \langle\varphi|\hat{F}|\varphi\rangle|_i\rangle$$

$$= (d\sigma|d\Omega)_{inc} + (d\sigma|d\Omega)_{el} \qquad (1.3.5)$$

$$(d\sigma|d\Omega)_{d.inc} = \sum_{t} \sum_{f} (d\sigma|d\Omega)_{fit\varphi} = \langle i|\hat{F}^{+}\hat{F}|i\varphi\rangle \qquad (1.3.6)$$

où $(d\sigma|d\Omega)_{d.c}$ signifie la section efficace différentielle de la désintégration cohérente du deuton ; $(d\sigma|d\Omega)_{inc}$ représente la section efficace différentielle de la diffusion incohérente.

La courbe de la section efficace différentielle de la diffusion élastique deuton-hélium, ainsi que la courbe de chacune des section efficaces $(d\sigma|d\Delta)_d$, $(d\sigma|d\Delta)_A$ et $(d\sigma|d\Delta)_{d.t}$ sont présentées sur la figure 3. Lorsque l'angle de diffusion est encore très petit ces courbes diffèrent très peu l'une de l'autre parce que les collisions sont presque toutes élastiques (par exemple, là où $\Delta=0$, $(d\sigma|d\Delta)_{d.t}$ $(d\sigma|d\Delta)_{el} \approx 1.04$). La courbe de la section efficace différentielle de la diffusion totale $(d\sigma|d\Delta)_{d.t.}$ prend très vite la forme d'une simple courbe exponentielle qui rappelle la section efficace différentielle des collisions élastiques nucléon-nucléon. La section efficace $(d\sigma|d\Delta)_A$ prend aussi, assez vite, la forme d'une simple fonction exponentionnelle de Δ . La courbe de la section efficace $(d\sigma|d\Delta)_d$ possède une autre structure. Elle présente des minimums et des maximums presque plats.

La figure 4 montre les résultats pour la collision deuton-deuton. On y voit la courbe de la section efficace différentielle de la diffusion élastique, celle de la section efficace $(d\sigma|d\Delta)_d$ et celle de la section efficace $(d\sigma|d\Delta)_{d.c.}$ des collisions au cours desquelles le deuton-cible se désintègre. Remarquons tout de suite que la courbe de la section efficace $(d\sigma|d\Delta)_d$ montre nettement un minimum diffractionnel et un second maximum qui n'existe pas dans le cas de la diffusion proton-deuton. Ce n'est qu'après le second maximum que la courbe de la section efficace $(d\sigma|d\Delta)_d$ prend sa forme habituelle qui rappelle la section efficace différentielle de la diffusion élastique nucléon-nucléon.

La courbe de la section efficace différentielle $(d\sigma|d\Delta)_{d.c.}$ des collisions deuton-deuton lesquelles le deuton-cible seul se désintègre sensiblement de la courbe correspondante dans le cas de la diffusion proton-deuton. Nous voyons que, dans le cas de la collision deuton-deuton, la courbe de la section efficace $(d\sigma|d\Delta)_{d.c.}$ possède des minima et des maxima dans la région des petites valeurs de l'impulsion transférée ($\Delta<0.6$ $(GeV/c)^2$). Nous devons constater, d'autre part, que, à cause de ce comportement très compliqué de la section efficace $(d\sigma|d\Delta)_{d.c.}$ la séparation, pendant l'étude expérimentale, de la voie élastique des collisions quasi-élastiques deuton-deuton exige une grande précaution. La section efficace différentielle $(d\sigma|d\Delta)d$ des collisions deuton-deuton dans lesquelles le deuton-cible peut se trouver à n'importe quel état (normal ou désintégré) alors que le deuton diffusé garde son état fondamental, serait facile à mesurer avec une bonne précision. L'étude expérimentale de cette courbe offre donc la possibilité d'essayer, avec beaucoup plus de précision que dans le cas de la diffusion élastique deuton-deuton, l'extension de la théorie de Glauber au cas des collisions de deux particules composées.

4. LES SECTIONS EFFICACES TOTALES.

Dans ce paragraphe nous allons faire le calcul de la contribution de chaque voie (élastique, quasi-élastique et inélastique) à la section efficace totale de chacune des collisions deuton-deuton et deuton-hélium. Ensuite, nous ferons l'analyse des variations de la valeur de la section efficace totale en fonction du nombre de masse A du noyau en collision avec le deuton.

Dans le calcul des sections efficaces intégrales nous allons faire usage de l'approximation :

$$\sigma_i = \frac{1}{k^2}\int (d\sigma|d\Omega)_i \, d^2q \qquad (1.4.1)$$

et de la section efficace différentielle de désintégration incohérente du deuton :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{d.inc} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{d.t} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{A} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{d} \qquad (1.4.2)$$

En admettant que, lorsque l'énergie cinétique du noyau incident est très grande, les réactions de réarrangement sont très peu probables, la section efficace intégrale de la production de nouvelles particules pendant la collision sera calculée à l'aide de la formule :

$$\sigma_{prod} = \sigma_{T} - \sigma_{d.t.} \qquad (1.4.3)$$

Nous allons nous servir du théorème optique

$$\sigma_{T} = \frac{4\pi}{k} \; Im \; F_{ii\varphi\varphi}(0)$$

pour calculer la section efficace totale. Dans ces calculs, qui n'on pour but que d'évaluer la section efficace intégrale de chaque voie élastique et quasi-élastique, nous allons employer la fonction d'onde (1.2.3) pour le deuton et la fonction (1.2.6) pour l'hélium.

Les résultats des calculs sont présentés sur la table 1 .La section efficace de production représente à peu près la moitié de la section efficace totale. Alors que les sections efficaces de désintégration cohérente diffèrent de deux fois environ, la section efficace de désintégration incohérente est beaucoup plus importante que la section efficace de la désintégration cohérente. Elle représente environ les 13 % de la section efficace totale alors que l'autre en est à peine les 4 %.

La variation de la valeur de la section efficace totale de la collision nculéon-noyau en fonction du nombre de masse A peut être représentée par la formule (27) :

$$\sigma_{T} \approx 2\pi \; (1.3 \; A^{1/3} - 0.6)^{2} \; f^{2} \qquad (1.4.4)$$

Lorsque la particule incidente n'est plus élémentaire comme le nucléon mais composée comme le deuton, on peut s'attendre à certaines modifications de la fonction (1.4.4). Pour trouver à cette nouvelle fonction une forme semblable à celle de la formule (1.4.4) nous allons calculer les valeurs des sections efficaces totales de la diffusion du deuton par les noyaux suivants :

$$He^{4} \; , \; Li^{6} \; , \; C^{12} \; , \; O^{16} \; , \; Al^{27} \; , \; Ca^{40} \; , \; Cu^{64} \; .$$

Selon l'article (28), dans le cas des sections efficaces totales des collisions nucléon-noyau, un bon accord des valeurs calculées et des résultats expérimentaux peut être obtenu si la fonction d'onde des noyaux (jusqu'à A=200) dans l'état fondamental est choisie comme dans l'expression (1.2.6) avec

$$a_{o} = \frac{2}{3} R_{o}^{2} \qquad R_{o} = 1.123 \; A^{1/3} \; f$$

Ici, en qualité de fonction d'onde du deuton dans l'état fondamental, nous allons utiliser la fonction (1.2.4). Les valeurs calculées des sections efficaces totales sont présentées à la table 2. Avec une erreur de 1 % ces valeurs peuvent être estimées à l'aide de la formule suivante :

$$\sigma_T \approx 2\pi(1.66\ A^{1/3} - 0.45)^2\ f^2 \qquad (1.4.5)$$

5. CONCLUSION

Remarquons en conclusion que la valeur de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_d$ de la diffusion élastique deuton-deuton dépend assez sensiblement du choix de la forme de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton. Grâce à la commodité de son usage et surtout, à la différence peu importante des courbes II et III (figure 2) la combinaison linéaire des fonctions de Gauss peut être recommandée pour les calculs théoriques.

Dans le cas de la diffusion élastique du deuton par un noyau plus lourd, la valeur de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_d$ de diffusion à petits angles varie essentiellement comme le facteur de forme du noyau. Pour cela, la valeur de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_d$ de la diffusion deuton-noyau lourd dépend faiblement du choix de la forme de paramétrisation de la fonction d'onde du deuton.

Aussi bien dans le cas de la collision deuton-deuton que dans celui de la diffusion deuton-hélium, la courbe de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_d$ de la somme des collisions élastiques et quasi-élastiques accompagénes de la désintégration du deuton-cible possède nettement des minima et des maxima. Par contre, la courbe de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_A$ est similaire à la courbe correspondante dans le cas de la diffusion proton-hélium. La structure composée du deuton n'a pas d'influence sur la forme de cette courbe. La section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{d,t}$ de la somme de la diffusion élastique et de toutes les collisions quasi-élastiques prend très tôt la forme monotone d'une courbe exponentielle.

Lorsque l'impulsion transférée est encore très petite, les collisions deuton-deuton sont presque toutes élastiques (figure 4). Mais à partir de $\Delta \approx 0.15\ (GeV/c)^2$ les collisions accompagnées de la désintégration du deuton-cible deviennent beaucoup plus importantes que la diffusion élastique. Pour cela, l'étude expérimentale de la diffusion élastique deuton-deuton dans la région des moyennes et grandes impulsions transférées exige une précaution exceptionnelle. Cependant, l'étude expérimentale de la section efficace $(d\sigma/d\Delta)_d$ serait beaucoup plus simple et précise que celle de la section efficace différentielle de la diffusion élastique deuton-deuton.

Dans nos calculs nous avons supposé que le spectre des niveaux excités de chacun des noyaux en collision est concentré dans une région très étroite au voisinage du zéro. Cette hypothèse qui est très étroitement liée à la fondation de la théorie de Glauber demande une vérification minutieuse.

CHAPITRE II

LA CONNECTION DE LA THÉORIE DU NOYAU OPAQUE À LA THÉORIE DE GLAUBER.

I - INTRODUCTION

Il existe plusieurs théories pour l'étude de la collision du deuton par les noyaux à hautes énergies. Parmi elles, on distingue la théorie de la diffusion diffractionnelle des deutons rapides par un noyau opaque examinée par Akhieser et Sitenko (2) et la théorie de la diffusion multiple de Glauber (9) étendue au cas de la collision noyau-noyau (11,12). Selon la première, le noyau est considérée comme une sphère "macroscopique" parfaitement opaque pour chacun des nucléons deuton. Aussi, l'amplitude de la diffusion se réduit tout simplement à l'intégrale de recouvrement de la fonction d'onde du deuton dans l'état final et de sa fonction d'onde distordue par une sphère d'absorption absolue. Par contre, dans la théorie de la diffusion multiple de Glauber, la structure "microscopique" du noyau joue le rôle principal. Ici, l'amplitude de la diffusion du deuton par le noyau est explicitement liée à l'amplitude de chacune des collisions "élémentaires" nucléon-nucléon.

La comparaison de ces deux théories fondées sur des modèles qui, à première vue, paraissent opposés, peut nous aider à mieux comprendre les fondements de l'une à travers l'autre. Le but du présent article est d'établir la connection du modèle du noyau opaque et de celui de Glauber pour le cas de la collision élastique deuton-noyau. Mais avant d'aborder notre but principal, nous allons d'abord analyser la diffusion élastique du nucléon par les noyaux afin d'obtenir certaines formules dont nous aurons besoin pendant l'étude de la collision élastique deuton-noyau.

2 - DIFFUSION ELASTIQUE NUCLEON-NOYAU.

Selon la théorie de Glauber (9), l'amplitude de la diffusion du nucléon par le noyau de nombre de masse A est égal à :

$$f_{ti}^{(N,A)}(\bar{q}) = \frac{ik_{NA}}{2\pi}\int e^{i\bar{q}\bar{b}} < \Psi_t | \Gamma_{NA}(\bar{b},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) | \Psi_i > d^2b \qquad (2.2.1)$$

Ici, la fonction d'onde du noyau A à l'état $|t>$ est représentée par la fonction $\Psi_t(x_1,\ldots,x_A)$; x_j est la composante transversale bidimensionnelle du rayon-vecteur x_j ; q signifie la composante transversale bidimensionnelle de l'impulsions transférée ; k_{NA} représente le vecteur d'onde du nucléon incident (système de laboratoire). La fonction de profil $\Gamma_{NA}(b,x_1,\ldots,x_A)$ de la diffusion du nucléon par le noyau A est liée à la fonction de profil $\Gamma_{Nj}(\bar{b}-\bar{x}j)$ de la collision "élémentaire" nucléon-nucléon

par la relation suivante :

$$\Gamma_{NA}(\bar{b},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) = 1-\prod_{j=1}^{A}\left[1-\Gamma_{Nj}(\bar{b}-\bar{x}_j)\right] \qquad (2.2.2)$$

Pour la fonction de profil de la collision nucléon-nucléon, nous allons utiliser la forme habituelle (21) :

$$\Gamma_{pp}(\bar{b}) = \Gamma_{pn}(\bar{b}) = \Gamma_{NN}(b) = \Gamma_o\, e^{-\frac{b^2}{2\beta}} \qquad (2.3.3a)$$

$$\Gamma_o = \frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{4\pi\beta} \quad , \quad \alpha = \frac{\mathrm{Re}\, f_{NN}(o)}{\mathrm{Jm}\, f_{NN}(o)} \qquad (2.2.3b)$$

qui suppose, en particulier, que les nucléons sont dépourvus de spins et de spins isotopiques. Dans les formules (2.2.3b) $f_{NN}(o)$ signifie la valeur de l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-nucléon à l'angle zéro : σ_t est la section efficace totale de la diffusion nucléon-nucléon ; β représente le paramètre caractéristique de la pente du cône diffractionnel de la diffusion élastique nucléon-nucléon

Supposons, comme d'ordinaire, que la fonction d'onde du noyau à l'état normal $|i>$ est telle que l'approximation d'une fonction d'onde séparable

$$|\Psi_i(\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)|^2 = \prod_{j=1}^{A}\rho(\bar{x}_j) \qquad (2.2.4)$$

est justifiée. Dans ce cas, si les conditions

$$A >> 1 \quad \text{et} \quad R^2 >> 2\beta \qquad (2.2.5)$$

(R est le rayon du noyau A)

sont satisfaites, l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau prend la forme suivante (9) :

$$f_{ii}^{(N,A)}(\bar{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\bar{q}\bar{b}}\left\{1 - e^{-\frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{2}T(\bar{b})}\right\} d^2b \qquad (2.2.6a)$$

La fonction $T(\bar{b})$ est égale à :

$$T(\bar{b}) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\bar{b},z)dz \qquad (2.2.6b)$$

Pour éviter les complications algébriques nous allons admettre tout simplement que la fonction $\rho(x)$ est égale à :

$$\rho(\bar{X}) = \begin{cases} \rho_o & \text{si} \quad |\bar{X}| \leq R \\ o & \text{si} \quad |\bar{X}| > R \end{cases} \qquad (2.2.7)$$

Ainsi, nous obtenons :

$$T(\bar{b}) = 2A\rho_o \sqrt{R^2-b^2} \qquad (2.2.8)$$

A l'aide du théorème optique

$$\sigma_T^{(N,A)} = \frac{4\Pi}{k_{NA}} \; Im \; f_{ii}^{(N,A)}(o) \qquad (2.2.9)$$

nous pouvons extraire des équations (2.2.6) la valeur de la section efficace totale de la diffusion nucléon-noyau :

$$\sigma_T^{(N,A)} = 2\Pi R^2 \left\{ 1 - Re \; \frac{2}{\eta^2} \left[1 - e^{-\eta}(\eta+1) \right] \right\} ; \qquad (2.2.10)$$

où

$$\eta = (1-i\alpha)\sigma_t A\rho_o R \qquad (2.2.11)$$

La section efficace intégrale de la diffusion élastique nucléon-noyau calculée à l'aide de la formule :

$$\sigma_{e\ell}^{(N,A)} = \frac{1}{k^2 N A} \int |f_{ii}^{(N,A)}(\bar{q})|^2 \, d^2q \qquad (2.2.12)$$

est donc égale à :

$$\sigma_{e\ell}^{(N,A)} = 2\pi R^2 \left\{ \frac{1}{2} - R_e \frac{2}{\eta^2} \left[1 - e^{-\eta}(\eta+1)\right] + \frac{1}{(2\varepsilon)^2} \left[1 - e^{-2\varepsilon}(2\varepsilon+1)\right] \right\} \qquad (2.2.13)$$

Le paramètre η a une interprétation physique très simple :

$$\varepsilon = Re\ \eta = \sigma_t A \rho_o R = R/\ell \qquad (2.2.14)$$

ou ℓ est la longueur du libre parcours moyen du nucléon incident dans le noyau A.

Ainsi donc, nous voyons que, lorsque la condition

$$\varepsilon^2 >> 1 \qquad (2.2.15)$$

est satisfaites, les formules (2.2.10) et (2.2.15) prennent respectivement les formes de la section efficace totale : et de la section efficace intégrale de la diffusion élastique bien connues dans la théorie du noyau parfaitement opaque. Autrement dit, lorsque le paramètre d'absorption ε prend des valeurs très grandes les égalités

$$\sigma_T^{(N,A)} \quad 2\pi R^2 \left\{1 - 0(\varepsilon^{-2})\right\} \qquad (2.2.16\ a)$$

et

$$\sigma_{e\ell}^{(N,A)} = \pi R^2 \left\{1 - 0(\varepsilon^{-2})\right\} \qquad (2.2.16b)$$

sont justifiées. Dans ces formules $0(\varepsilon^{-2})$ représente une grandeur petite de l'ordre ε^{-2} .

En général, l'amplitude (2.2.6a) de la diffusion élastique nucléon-noyau est égale à :

$$f_{ii}^{(N,A)}(q) = ikR^2 \left\{ \frac{J_1(qR)}{qR} - \frac{1}{R^2} \int_o^R J_o(qb) e^{-\eta \sqrt{1-b^2/R^2}} \, bdb \right\}$$

(2.2.17)

où $J_o(qb)$ et $J_1(qR)$ sont des fonctions de Bessel. Pour obtenir l'équation (2.2.17) nous avons utilisé les formules (2.2.7) et (2.2.8). Il est facile de trouver que lorsque $\alpha=o$,

$$\frac{1}{R^2} \int_o^R J_o(qb) e^{-\varepsilon \sqrt{1-b^2/R^2}} \, bdb = \frac{1}{\varepsilon^2} \sum_{n=o}^{\infty} \frac{(-1)^n (qR)^{2n}}{4^n (n!)^2} \sum_{\ell=o}^{n} \binom{n}{\ell} (-1)^{\ell} \frac{(2\ell+1)!}{\varepsilon^{2\ell}}$$

$$x \left\{ 1 - e^{-\varepsilon} \sum_{m=o}^{2\ell+1} \frac{1}{m!} \varepsilon^m \right\} \qquad (2.2.18)$$

Ici, on voit bien que lorsque la condition

$$qR \leq 1 \qquad (2.2.19)$$

est satisfaite, et que ε prend des valeurs considérables

$$\frac{1}{R^2} \int_o^R J_o(qb) e^{-\varepsilon \sqrt{1-b^2/R^2}} \, bdb = O(\varepsilon^{-2}) \qquad (2.2.20)$$

Nous trouvons ainsi que

$$f_{ii}^{(N,A)}(q) = ikR^2 \left\{ \frac{J_1(qR)}{qR} - O(\varepsilon^{-2}) \right\} \qquad (2.2.21)$$

lorsque les conditions (2.2.15) et (2.2.19) sont satisfaites.

De cette formule (2.2.21) pour l'amplitude de la diffusion nucléon-noyau, on peut déduire directement les équations (2.2.16a) et (2.2.16b).

Armés des résultats que nous venons d'obtenir dans ce paragraphe, nous revenons à la recherche de la connection du modèle de Glauber et celui du noyau opaque pour le cas de la diffusion élastique deuton-noyau.

3 - LA DIFFUSION ELASTIQUE DEUTON NOYAU.

Selon l'article (12), dans le cadre de la théorie de Glauber, l'amplitude de la diffusion élastique du deuton par le noyau A se présente ainsi :

$$F(\bar{q}) = \frac{ik_{DA}}{2\pi}\int e^{i\bar{q}\bar{b}} < \psi_i \varphi_o | \Gamma_{DA}(\bar{b},\bar{s},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) | \varphi_o \psi_i > d^2b \qquad (2.3.1)$$

Ici,

$$\Gamma_{DA}(\bar{b},\bar{s},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) = \Gamma_{PA}(\bar{b}+\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) + \Gamma_{nA}(\bar{b}-\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)$$

$$- \Gamma_{PA}(\bar{b}+\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)\,\Gamma_{nA}(\bar{b}-s/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) \qquad (2.3.2)$$

La fonction d'onde $\varphi_o(r)$ est celle du deuton dans l'état fondamental ; $\bar{s}$ représente la composante transversale bidimensionnelle du rayon-vecteur r ; k_{DA} est le vecteur d'onde du deuton incident (système de laboratoire). Dorénavant, nous allons supposer que

$$\Gamma_{PA}(\bar{b},x_1,\ldots,\bar{x}_A) = \Gamma_{nA}(\bar{b},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) \equiv \Gamma_{NA}(\bar{b},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) \qquad (2.3.3)$$

Considérons l'expression (2.3.2) de la fonction de profil pour la collision deuton-noyau. En utilisant l'équation suivante

$$\sum \psi_t(\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)\psi_t(\bar{x}_1',\ldots,\bar{x}_A') = \prod_{j=1}^{A} \delta(\bar{x}_j-\bar{x}_j') \qquad (2.3.4)$$

qui exprime la relation de fermeture sur les états du noyau-cible nous obtenons :

$$\langle\Psi_i|\Gamma_{DA}(\bar{b},\bar{s},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)|\Psi_i\rangle =$$

$$\langle\Psi_i|\Gamma_{NA}(\bar{b},\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)|\Psi_i\rangle + \langle\Psi_i|\Gamma_{NA}(\bar{b}+\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots\bar{x}_A)|\Psi_i\rangle$$

$$-\langle\Psi_i|\Gamma_{NA}(\bar{b}-\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)|\Psi_i\rangle\langle\Psi_i|\Gamma_{NA}(\bar{b}+\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)|\Psi_i\rangle$$

$$-\sum \langle\Psi_i|\Gamma_{NA}(\bar{b}-\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)|\Psi_t\rangle\langle\Psi_t|\Gamma_{NA}(\bar{b}+\bar{s}/2,\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A)|\Psi_i\rangle$$

(2.3.5)

A l'aide des équations (2.3.1) et (2.3.5) nous avons donc pu séparer l'amplitude (2.3.1) en deux termes selon la formule :

$$F(\bar{q}) = F_o(\bar{q}) - F^A_{e.v.}(\bar{q})$$

(2.3.6)

où

$$F_o(\bar{q}) = \frac{2k_{DA}}{k_{NA}} S_D(\tfrac{1}{2}q) f^{(N,A)}_{ii}(\bar{q}) - \frac{k_{DA}}{2\pi i k^2_{NA}} \int S_D(\delta) f^{(N,A)}_{ii}(\tfrac{1}{2}\bar{q}-\bar{\delta}) f^{(N,A)}_{ii}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta}) d^2\delta$$

(2.3.7)

est la contribution des diffusions au cours desquelles le noyau reste dans l'état fondamental pendant sa double collision par les deux nucléons du deuton. Le terme

$$F_{e.v.}(\bar{q}) = \frac{k_{DA}}{2\pi i k^2_{NA}} \int S_D(\delta) \sum_{t\neq i} f^{(N,A)}_{it}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta}) f^{(N,A)}_{ti}(\tfrac{1}{2}\bar{q}-\bar{\delta}) d^2\delta$$

(2.3.8)

représente la contribution des collisions doubles au cours desquelles le noyau A excité par un nucléon du deuton est ramené à son état fondamental par l'autre nucléon. Ici, $\bar{k}_{NA}$ est le vecteur d'onde d'un nucléon du deuton incident. La fonction $S_D(q)$ représente le facteur structural du deuton :

$$S_D(q) = \int e^{i\bar{q}\bar{s}} |\varphi_o(r)|^2 d^3r$$

(2.3.9)

Pour être simple et défini, nous allons considérer la section efficace totale de la diffusion du deuton par le noyau A :

$$\sigma_T = \sigma_o - \sigma^A_{e.v.} \qquad (2.3.10)$$

où

$$\sigma_o = \frac{4\pi}{k_{DA}} \text{Jm } F_o(o) \; ; \; \sigma^A_{e.V.} = \frac{4\pi}{k_{DA}} \text{Jm } F_{e.v.}(o) \tag{2.3.11}$$

1 - Considérons d'abord le terme σ_o :

$$\sigma_o = 2\sigma_T^{(N,A)} + \delta\sigma_o \tag{2.3.12a}$$

où

$$\delta\sigma_o = \frac{2}{k^2_{NA}} \text{Re} \int S_D(q) f_{ii}^{(N,A)}(\bar{q}) \; f_{ii}^{(N,A)}(-\bar{q}) d^2q \tag{2.3.12b}$$

Nous avons ainsi la formule (2.3.12a) qui rappelle beaucoup celle que Glauber a obtenu dans le cas de la collision élastique nucléon-deuton (2). Seulement, à la place de l'amplitude de la collision élastique nucléon-noyau que nous avons ici, Glauber avait l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-nucléon. Aussi, avait-il évalué la contribution du terme de la double collision en remplaçant tout simplement l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-nucléon par sa valeur lorsque l'impulsion transférée q^2 est nulle. Ici, nous ne pouvons plus employer cette procédure pour traiter la contribution du terme de double collision $\delta\sigma_o$ parce que le facteur de forme du deuton ne tombe pas plus rapidement que la section efficace différentielle de la diffusion deuton-nucléon lorsque q^2 croît. Si l'amplitude $f_{ii}^{(N,A)}(q)$ est une grandeur imaginaire (α=o) nous pouvons nous servir de l'égalité.

$$f_{ii}^{(N,A)}(\bar{q}) f_{ii}^{(N,A)}(-\bar{q}) = -(d\sigma^{(N,A)}/d\Omega)_{e\ell} \tag{2.3.13}$$

où $(d\sigma^{(N,A)}/d\Omega)_{e\ell}$ représente la section différentielle de la collision élastique nucléon-noyau A, pour obtenir l'équation suivante :

$$\delta\sigma_o = -\frac{2}{k^2_{NA}} \int S_D(q) (d\sigma^{(N,A)}|d\Omega)_{e\ell} \; d^2q \tag{2.3.14}$$

Lorsque A prend une grande valeur, la section différentielle $(d\sigma^{(NA)}/d\Omega)_{e\ell}$ décroit beaucoup plus rapidement que le facteur structurale du deuton $S_D(q)$ quand q^2 augmente. Dans ces conditions, nous pouvons admettre l'approximation

$$S_D(q) \approx S_D(o) \tag{2.3.15}$$

pour toutes les valeurs de q^2 qui apportent une contribution importante à l'intégrale (2.3.14). Nous pouvons donc calculer approximation l'intégrale (2.3.14)

$$\delta\sigma_o \approx - \frac{2}{k^2} NA \int \left(\frac{d\sigma^{(N,A)}}{d\Omega} \right)_{e\ell} d^2q = -2\sigma_{e\ell}^{(N,A)} \qquad (2.3.16)$$

Dans ce cas nous obtenons :

$$\sigma_o \approx 2 \left(\sigma_T^{(N,A)} - \sigma_{e\ell}^{(N,A)} \right) = 2\sigma_{abs}^{(N,A)} \qquad (2.3.17)$$

où la section efficace d'absorption $\sigma_{abs}^{(N,A)}$ du nucléon dans le noyau A est égale (9) à :

$$\sigma_{abs}^{(N,A)} = \int d^2b \left\{ 1 - e^{-\sigma_t T(\bar{b})} \right\} \qquad (2.3.18)$$

En choisissant pour le facteur de forme du deuton la forme suivante :

$$S_D(q) = e^{-\frac{R_d^2}{4} q^2}$$

et en utilisant l'équation (2.2.6a) nous trouvons que

est égale à :

$$\sigma_o = 2 \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\sigma_t}{2} T(\bar{b}) \right] \right\} -$$

$$\frac{8\pi}{R_d^2} \int_o^\infty b_1 db_1 \int_o^\infty b_2 db_2 I_o \left(\frac{2b_1 b_2}{R_d^2} \right) \exp \left[-\frac{1}{R_d^2} (b_1^2 + b_2^2) \right] \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\sigma_t}{2} T(b_1) \right] \right\} x$$

$$\left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\sigma_t}{2} T(\bar{b}_2) \right] \right\} \qquad (2.3.20)$$

Les calculs à l'aide des données de l'article (8) montrent que l'approximation (2.3.17) n'est pas assez satisfaisante. La comparaison des valeurs de σ_o calculées au moyen de la formule (2.3.20) à celles qui sont extraites de l'approximation (2.3.17) prouvent que ces dernières sont obtenues avec une erreur de 8 % environ.

2 - Considérons maintenant le terme $\sigma^A_{e.v.}$ de l'équation (2.3.10).

Compte tenu de l'équation (2.3.8) nous obtenons :

$$\sigma^A_{e.v.} = -\frac{2}{k^2_{NA}} \mathrm{Re} \int S_D(\delta) \sum_{t \neq i} f^{(N,A)}_{it}(\delta) f^{(N,A)}_{ti}(-\delta)\, d^2\delta \tag{2.3.21}$$

Il est facile de remarquer que, si les conditions (2.2.5) sont satisfaites, nous avons :

$$\sigma^A_{e.v.} = 2\int |\varphi_0(r)|^2 e^{-\frac{\sigma_t}{2}\tau(\bar{b},\bar{s})} \left\{ \exp(\sigma_{e\ell}\, T(\bar{b}) e^{-s^2/4\beta}) - 1 \right\} d^3r\, d^2b \tag{2.3.22}$$

où

$$\tau(\bar{b},\bar{s}) = T(\bar{b}-\bar{s}/2) + T(\bar{b}+\bar{s}/2)$$

$$\sigma_{e\ell} = \sigma_t^2/16\pi\beta \tag{2.3.23}$$

Dans la formule (2.3.22) nous avons supposé que le rapport α soit égal à zéro. Généralement, la fonction $\exp(\sigma_t \tau(\bar{b},\bar{s})/2)$ varie beaucoup plus lentement que l'expression $\left\{ \exp(\sigma_{e\ell} T(\bar{b}) e^{-s^2/4\beta}) - 1 \right\}$ lorsque la variable s croît. En conséquence, nous allons évaluer l'intégrale (2.3.22) en admettant que :

$$e^{-\frac{\sigma_t}{2}\tau(\bar{b},\bar{s})} \approx e^{-\sigma_t T(\bar{b})} \tag{2.3.24}$$

Dans ce cas nous obtenons

$$\sigma^A_{e.v.} = \frac{\sigma_t^2}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\sigma_{e\ell}}{\sigma_t}\right)^{m-1} N_m(\sigma_t) \int |\varphi_0(r)|^2 e^{-\frac{ms^2}{4\beta}}\, d^3r \tag{2.3.25 a}$$

où

$$N_m(\sigma_t) = \frac{1}{m!} \int d^2b \left\{ \sigma_t T(\bar{b}) \right\}^{m-1} T(\bar{b}) e^{-\sigma_t T(\bar{b})} \tag{2.3.25 b}$$

Si la fonction $\varphi_0(r)$ est telle que

$$|\varphi_0(r)|^2 = \left(\frac{1}{\pi R_d^2}\right)^{3/2} e^{-r^2/R_d^2} \tag{2.3.26 b}$$

nous obtenons :

$$\sigma^{A}_{e.v.} = \frac{\sigma_t^2}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\sigma_{e\ell}}{\sigma_T}\right)^{m-1} \frac{1}{4\beta + mR_d^2} N_m(\sigma_t) \tag{2.3.27}$$

Compte tenu de l'équation (2.2.8) il est facile de trouver que :

$$\frac{\sigma^{A}_{e.v.}}{4\pi R^2} = \frac{1}{(2\varepsilon)^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m+1}{1+mR_d^2/4\beta} \left(\frac{\sigma_{e\ell}}{\sigma_t}\right)^{m} \left[1-e^{-2\varepsilon} \sum_{\ell=0}^{m+1} \frac{1}{\ell!} (2\varepsilon)^{\ell}\right] \tag{2.3.28}$$

Remarquons que, pour toutes les valeurs de m

$$e^{-2\varepsilon} \sum_{\ell=0}^{m+1} \frac{1}{\ell!} (2\varepsilon)^{\ell} < 1 \tag{2.3.29}$$

Lorsque $R_d^2 \geq 4\beta$, pour toutes les valeurs de m

$$\frac{m+1}{1+mR_d^2/4\beta} \leq 1 \tag{2.3.30}$$

Ainsi donc nous obtenons :

$$\frac{\sigma^{A}_{e.v.}}{4\pi R^2} < \frac{1}{(2\varepsilon)^2} \frac{1}{16\pi\beta - \sigma_t} \tag{2.3.31}$$

Lorsque la condition complémentaire

$$\sigma_t << 16\pi\beta \tag{2.3.32}$$

est satisfaite et que ε prend de grandes valeurs, nous avons :

$$\frac{\sigma^{A}_{e.v.}}{4\pi R^2} \approx 0\left(\frac{1}{4\varepsilon^2}\right) \tag{2.3.33}$$

Nous voyons ainsi, qu'à la limite du noyau parfaitement opaque ($\varepsilon \to \infty$), la contribution, à la section efficace totale, des excitations virtuelles du noyau A pendant sa double collision par les nucléons du deuton devient infiniment petite.

D'une façon générale, après avoir fait usage de l'équation suivante

$$F^{A}_{e.v.}(\bar{q}) = \frac{ik_{DA}}{2\pi}\int d^2b e^{i\bar{q}\bar{b}}\int d^3r|\varphi(r)|^2 e^{-\frac{\sigma_t}{2}\tau(\bar{b},\bar{s})}\left\{\exp\left[\sigma_{e\ell}T(\bar{b})e^{-s^2/4\beta}\right]-1\right\} \tag{2.3.34}$$

et la technique développée plus haut, il est facile de montrer que, pour les grandes valeurs de ε

$$F^{A}_{e.v.}(\bar{q}) \approx ikR^2 O(\frac{1}{4\varepsilon^2}) \tag{2.3.35}$$

lorsque la condition (2.2.19) est remplie. Aussi, lorsque $\varepsilon^2 >> 1$ jusqu'au premier minimum ($qR \leq 1$) le pic diffractionnel de la collision élastique deuton-noyau est essentiellement décrit par l'amplitude $F_o(q)$. Lorsque ε tend vers l'infini, à l'aide des formules (2.2.17), (2.3.6), (2.3.10) et (2.3.33) nous obtenons la formule de la section efficace totale.

$$\sigma_T^{(D,A)} = 4\pi R^2 \left\{1 - \int_0^\infty S_D(\delta)\,\frac{J_1^2(\delta R)}{\delta}\,d\delta\right\} \tag{2.3.36}$$

proposée par Akhieser et Sitenko.

Pour avoir une idée de l'importance de l'effet des excitations virtuelles du noyau A pendant sa double collision par des nucléons du deuton, nous avons calculé, à l'aide des données de l'article (8) les sections efficaces σ_o (équation (2.3.20)) et $\sigma^A_{e.v.}$. Dans les calculs nous avons utilisé pour la densité nucléaire $\rho(x)$ l'expression

$$\rho(x) = \left\{1 - \exp\left(\frac{x-c}{a}\right)\right\}^{-1} \tag{2.3.37}$$

Les résultats de ces calculs donnés à la table 3 montrent que $\sigma^A_{e.v.}$ représente une partie négligeable de la section efficace totale. La contribution de $\sigma^A_{e.v.}$ à la section efficace totale devient de plus en plus petite lorsque la valeur de A augmente.

Arrêtons-nous encore un moment sur une remarque intéressante. Lorsque le rapport α est égal à zéro

$$\sum_{t\neq i} f^{(N,A)}_{it}(\delta) f^{(N,A)}_{ti}(-\delta) = -(d\sigma^{(N,A)}/d\Omega)_{inc} \tag{2.3.38}$$

Dans l'expression (2.3.38) $(d\sigma^{(N,A)}/d\Omega)_{inc}$ représente la section efficace différentielle de la diffusion incohérente du nucléon par le noyau A. La section efficace intégrale correspondante est égale à :

$$\sigma_{inc}^{(N,A)} = \frac{1}{k^2 NA} \left(d\sigma^{(N,A)}/d\Omega\right)_{inc} d^2\delta \qquad (2.3.39)$$

Cela nous permet d'obtenir l'égalité :

$$\frac{\sigma_{inc}^{(N,A)}}{2\pi R^2} = \frac{1}{2\pi R^2} \int e^{-\sigma_t T(\bar{b})} \left\{ e^{\sigma_{e\ell} T(\bar{b})} - 1 \right\} d^2b \qquad (2.3.40)$$

qui, après avoir utilisé l'équation (2.2.8) nous donne :

$$\frac{\sigma_{inc}^{(N,A)}}{2\pi R^2} = \frac{1}{(2\varepsilon)^2} \sum_{m=1}^{\infty} (m+1) \left(\frac{\sigma_{e\ell}}{\sigma_t}\right)^m \left[1 - e^{-2\varepsilon} \sum_{n=o}^{m+1} \frac{1}{n!} (2\varepsilon)^n \right] \qquad (2.3.41)$$

L'inégalité (2.3.29) nous permet d'écrire :

$$\frac{\sigma_{inc}^{(N,A)}}{2\pi R^2} < \frac{1}{(2\varepsilon)^2} \frac{(16\pi\beta)^2}{(16\pi\beta - \sigma_t)^2} \qquad (2.3.42)$$

Pour les valeurs de σ_t telles que la condition (2.3.32) est satisfaite ,

$$\frac{\sigma_{INC}^{(N,A)}}{2\pi R^2} \approx 0 \left(\frac{1}{4\varepsilon^2}\right) \qquad (2.3.43)$$

Nous voyons ainsi que, une fois la condition (2.3.32) satisfaite, à la limite du noyau parfaitement opaque ($\varepsilon \to \infty$) la contribution de la diffusion incohérente à la section efficace totale des collisions nucléon-noyau devient infiniment petite.

4 - CONCLUSION

Nous avons montré, dans le cas de la section efficace totale de la diffusion deuton-noyau, que le modèle de Glauber est simplement lié au modèle du noyau opaque qui se présente comme un cas particulier du premier. Ce cas particulier est réalisé lorsque la valeur du paramètre d'absorption du noyau A devient suffisamment grande ($\varepsilon \to \infty$).

Nous avons vu que la section efficace totale $\sigma^{(b,A)}$ n'est pas sensible aux excitations virtuelles du noyau pendant sa diffusion double par tous les deux nucléons du deuton. A cause de sa nature incohérente,

l'amplitude $F^{A}_{e.v.}(\bar{q})$ n'a pas une influence sensible sur le pic diffractionnel qui est responsable de la quasi totalité de la valeur de la section efficace intégrale de la diffusion élastique $\sigma^{(D,A)}$. Aussi, pour calculer avec une bonne précision les sections efficaces$^{e\ell}$ $\sigma_T^{(D,A)}$ et $\sigma_{e\ell}^{(D,A)}$ la méthode du noyau opaque peut être employée. Seulement, dans ce cas il est absolument nécessaire d'employer une amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau, beaucoup plus correcte que celle de la formule (1.2.17).

La méthode développée ici pour le passage du modèle de Glauber au modèle du noyau opaque peut être appliquée dans l'analyse de la diffusion des systèmes plus lourds (He , He^4 etc..) que le deuton. Dans ce cas on peut passer de la formule de Glauber de la section efficace au cas particulier du noyau parfaitement opaque pour obtenir des formules simples qui permettent, en première approximation, d'évaluer cette section efficace et d'étudier sa variation en fonction du nombre de masse A.

Cette méthode peut être employée dans l'étude de la section efficace intégrale de chaque canal de collision du deuton par le noyau. Le cas, particulièrement intéressant, de la désintégration du deuton sera étudié dans le chapitre IV.

CHAPITRE III

LE MODÈLE DU PROJECTILE RIGIDE ET LES SECTIONS EFFICACES INTÉGRALES DES COLLISIONS NOYAU-NOYAU.

I. INTRODUCTION.

Ces dernières années, l'attention accordée à la théorie de la diffusion multiple de Glauber (9) étendue au cas de la collision de deux particules composées (12,11) s'est considérablement accrue. Cependant, le calcul exact de différentes sections efficaces de la collision de deux noyaux moyens et lourds, dans le cadre de la théorie de Glauber, représente un travail technique excessivement compliqué. Il devient donc nécessaire d'élaborer à l'aide de cette théorie une méthode de calcul approximatif de différentes sections efficaces de la collision des noyaux moyens et lourds à hautes énergies.

Nous proposons ici une méthode pour le calcul approximatif de la section totale et des sections efficaces intégrales de la collision de deux noyaux moyens et lourds. Selon les résultats des premiers calculs ci-dessous rapportés, cette méthode est applicable même à la diffusion des deutons rapides par les noyaux. Dans le second paragraphe, la méthode est exposée. Dans le troisième elle est appliquée au calcul des sections efficaces totales des collisions deuton-noyau. Les valeurs calculées sont comparées aux résultats exacts. En même temps, la connection de cette méthode à celle que propose l'article (8) pour le calcul des sections efficaces totales des collisions deuton-noyau est étudiée. Dans le quatrième paragraphe la méthode est étendue au calcul des sections efficaces intégrales des collisions élastiques et inélastiques de deux noyaux. Le cinquième paragraphe est consacré au calcul des sections efficaces de l'absorption des antideuton par les noyaux lourds. Le sixième paragraphe expose les résultats obtenus pendant l'étude de la variation de la valeur de la section efficace totale des diffusions de certaines particules légères (p,d,He^3,He^4) par les noyaux lorsque le nombre de masse de ces derniers croît. Les sections efficaces d'absorption de ces particules par les noyaux lourds sont calculées.

2. LA METHODE D'APPROXIMATION.

Selon la théorie de Glauber (9), l'amplitude de la collision élastique du noyau A_1 (nombre de masse A_1) par le noyau A_2 (nombre de masse A_2) est égale (12,11) à :

$$F(\bar{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\bar{q}\bar{b}}\langle\Psi_i\varphi_o|\Gamma_{A_1A_2}(\bar{b},\bar{s}_1,\ldots,\bar{s}_{A_2},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_{A_1})|\varphi_o\Psi_i\rangle d^2b \qquad (3.2.1)$$

Dans cette équation

$$\Gamma_{A_1A_2}(\bar{b},s_1,\ldots,\bar{s}_{A_2},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_{A_1}) = 1-\prod_{m=1}^{A_1}\left[1-\Gamma_{nA_2}(\bar{b}+\bar{x}_n,\bar{s}_1,\ldots,\bar{s}_{A_2})\right] \qquad (3.2.2)$$

La fonction de profil $\Gamma_{nA_2}(\bar{b}+\bar{x}_n, \bar{s}_1, \ldots \bar{s}_{A_2})$

de la diffusion du n^{eme} nucléon du noyau A_1 par le noyau A_2 est liée à la fonction de profil des collisions nucléon-nucléon $\Gamma_{nm}(b+x_n-\bar{S}_m)$ par la

relation suivante :

$$\Gamma_{nA_2}(\bar{b}+\bar{x}_n, \bar{s}_1, \ldots, \bar{s}_{A_2}) = 1 - \prod_{m=1}^{A} \left[1-\Gamma_{nm}(b+\bar{x}_n-\bar{s}_m)\right]$$

(3.2.3)

Les fonctions d'onde des noyaux A_1 et A_2 dans les états fondamentaux sont respectivement représentée par $\Psi_i(x_1, \ldots, x_{A_1})$ et $\varphi_o(r_1, \ldots, r_{A_2})$ x_n et $\bar{s}_m$ sont respectivement les composantes transversales bidimensionnelles des rayons-vecteurs x_n et τ_m ; $\bar{q}$ est la composante transversale de l'impulsion transférée ; $\bar{k}$ représente le vecteur d'onde du noyau incident (noyau A_2). Les effets dus aux spins et aux isospins sont négligés. La fonction de profil de la collision nucléon-nucléon est prise sous sa forme habituelle (21) :

$$\Gamma_{pp}(\bar{b}) = \Gamma_{pn}(\bar{b}) = \Gamma_{NN}(\bar{b}) = \Gamma_o e^{-b^2/2\beta}$$

$$\Gamma_o = \frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{4\pi\beta} \quad ; \qquad \alpha = \frac{\mathrm{Ref}_{NN}(o)}{\mathrm{Jm}\, f_{NN}(o)}$$

(3.2.4)

Ici $f_{NN}(o)$ représente la valeur de l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-nucléon à l'avant ; σ_t est la section efficace totale ; β signifie le paramètre caractéristique de la pente du cône diffractionnel de la diffusion élastique nucléon-nucléon.

A l'aide de la relation de fermeture sur les états du noyau A_2

$$\sum \varphi_t(\bar{r}_1, \ldots, \bar{r}_{A_2})\ \varphi_t^*(\bar{r}_1', \ldots, \bar{r}_{A_2}) = \prod_{j=1}^{A_2} \delta(\bar{r}_j - \bar{r}_j')$$

(3.2.5)

et de l'expression (3.2.2.) nous obtenons :

$$\langle \varphi_o | \Gamma_{A_1A_2}(\bar{b}, \bar{s}_1, \ldots, \bar{s}_{A_2}, \bar{x}_1, \ldots, \bar{x}_{A_1}) | \varphi_o \rangle =$$

$$1 - \prod_{n=1}^{A_1} \left[1 - \langle \varphi_o | \Gamma_{nA_2}(\bar{b}+\bar{x}_n, \bar{s}_1, \ldots, \bar{s}_{A_2}) | \varphi_o \rangle\right] - F_{e.v}^{A_2}(\bar{b}, \bar{x}_1, \ldots, \bar{x}_{A_1})$$

(3.2.6)

où $\mathcal{F}^{A_2}_{e.v.}(\bar{b},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_{A_1})$ représente l'opérateur responsable des collisions pendant lesquelles le noyau A_2, excité par un nucléon du noyau A_1 est ramené à son état fondamental par un autre nucléon.

A l'aide de la relation (3.2.6) nous pouvons donc donner à l'amplitude (3.2.1) la forme suivante :

$$F(\bar{q}) = F_o(\bar{q}) - F^{A_2}_{e.v.}(\bar{q}) \qquad (3.2.7)$$

où

$$F_o(\bar{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\bar{q}\bar{b}} \langle \Psi_i | \left\{ 1 - \prod_{n=1}^{A_1} \left[1 - \langle \varphi_o | \Gamma_{nA_2}(\bar{b}+\bar{x}_n, \bar{s}_1, \ldots, \bar{s}_{A_2}) | \varphi_o \rangle \right] \right\} | \Psi_i \rangle d^2b \qquad (3.2.8)$$

$$F^{A_2}_{e.v}(\bar{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\bar{q}\bar{b}} \langle \Psi_i | \; F^{A_2}_{e.v.}(\bar{b},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_{A_1}) | \Psi_i \rangle d^2b \qquad (3.2.9)$$

Ainsi donc la section efficace totale obtenue à l'aide du théorème optique

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k} \; \mathrm{Im}F(0) \qquad (3.2.10)$$

est égale à :

$$\sigma_T = \sigma_o - \sigma^{A_2}_{e.v.} \qquad (3.2.11)$$

où

$$\sigma_o = \frac{4\pi}{k} \; \mathrm{Im}\, F_o(o) \qquad (3.2.12)$$

$$\sigma^{A_2}_{e.v.} = \frac{4\pi}{k} \; \mathrm{Im}\, F^{A_2}_{e.v.}(o) \qquad (3.2.13)$$

Il a été montré (chapitre II) que, dans le cas de la diffusion d'un noyau (noyau A_2) par un système de deux nucléons liés (A_1=2), la contribution de la section efficace $\sigma^{A_2}_{e.v.}$ des excitations virtuelles du noyau pendant sa double collision aux nucléons du système représente une correction qui n'excède pas une grandeur négligeable de l'ordre de $(2\varepsilon)^{-2}$, dès que la condition $\sigma_t << 16\pi\beta$ est satisfaite. Le paramètre d'absorption ε est égal à :

$$\varepsilon = R/\ell \qquad (3.2.14)$$

où R représente le rayon du noyau et ℓ est la longueur du libre parcours moyen d'un nucléon du système dans le noyau. L'hypothèse principale sur laquelle nous allons fonder notre méthode est la suivante. Nous admettons que, dans le cas de la collision du noyau A_2 par un système de A_1 nucléons liés, la contribution de la section $\sigma^{A_2}_{e.v.}$ à la section efficace totale représente aussi une grandeur du même ordre que $(2\varepsilon)^{-2}$ si $\sigma_t << 16\pi\beta$. Par conséquent, si A_2 est assez grand pour garantir que la quantité $(2\varepsilon)^{-2}$ est petite nous pouvons négliger la contribution de la section efficace $\sigma^{A_2}_{e.v.}$ pendant le calcul des sections totales. Cela nous permet d'écrire :

$$\sigma_T \approx 2\mathrm{Re}\int d^2b \langle \Psi_i | \left\{ 1 - \prod_{n=1}^{A_1} \left[1 - \langle \varphi_o | \Gamma_{nA_2}(\bar{b}+\bar{x}_n, \bar{s}_1, \ldots, \bar{s}_{A_1}) | \varphi_o \rangle \right] \right\} | \Psi_i \rangle \tag{3.2.15}$$

Nous venons d'obtenir une formule beaucoup plus simple que la formule (3.2.1). Mais son usage reste encore bien compliqué surtout lorsque A_2 prend des valeurs assez grandes. Mais si

$$A_1 >> A_2 \tag{3.2.16}$$

$$|\Psi_i(\bar{x}_1, \ldots \bar{x}_{A_1})|^2 = \prod_{n=1}^{A_1} \rho(\bar{x}_n) \tag{3.2.17 a}$$

à l'aide de la formule bien connue

$$\left(1 - \frac{1}{A_1}\tau(\bar{b})\right)^{A_1} \approx e^{-\tau(\bar{b})} \tag{3.2.17 b}$$

et de l'expression (3.2.15) nous obtenons :

$$\sigma_T \approx 2\mathrm{Re}\int d^2b \left\{ 1 - e^{-\tau(\bar{b})} \right\} \tag{3.2.18}$$

où

$$\tau(\bar{b}) = A_1 \int \rho(\bar{x}) \langle \varphi_o | \Gamma(\bar{b}+\bar{x}, \bar{s}_1, \ldots, \bar{s}_{A_2}) | \varphi_o \rangle d^3x \tag{3.2.19}$$

Pour un noyau A_2 aussi léger que le deuton, le paramètre d'absorption ε prend une valeur très petite. Pour cela, la diffusion du deuton par les noyaux ne paraît pas offrir le champ le plus favorable à la vérification de la formule (3.2.18). Cependant, pour avoir une idée de la précision de cette formule, nous allons l'appliquer à l'étude des sections efficaces totales des collisions deuton-noyaux.

3. LES SECTIONS EFFICACES TOTALES DES COLLISIONS DEUTON-NOYAUX.

Dans ce paragraphe nous allons d'abord faire la vérification numérique de la formule (3.2.18) en comparant les valeurs des sections efficaces totales des collisions deuton-noyaux calculées à l'aide d'elle aux valeurs correspondantes obtenues au moyen de la formule exacte (3.2.1).

Supposons que le noyau A_2 soit un deuton ($A_2=2$). Dans ce cas :

$$\tau(\bar{b}) = \frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{2\pi} A_1 \int_0^\infty S_{A_1}(\delta) S_d(\tfrac{1}{2}\delta) J_o(Sb) e^{-\frac{\beta}{2}\delta^2} \delta d\delta -$$

$$\left[\frac{\sigma_t(i-i\alpha)}{4\pi}\right]^2 A_1 \int_0^\infty J_o(\delta b) S_{A_2}(\delta)\ e^{-\frac{\beta}{4}\delta^2} \delta d\delta \int_0^\infty S_d(\delta_1)\ e^{-\beta\delta_1}\delta_1 d\delta_1 \qquad (3.3.1)$$

Le facteur de forme du noyau A_1 est égal à :

$$S_{A_1}(q) = \int e^{i\bar{q}\bar{x}} \rho(\bar{x}) d^3x \qquad (3.3.2)$$

et celui du deuton

$$\begin{cases} S_d(q) = \int e^{i\bar{q}\bar{s}} |\varphi_o(r)|^2 d^3r \\ \bar{r} = \bar{r}_p - \bar{r}_n \end{cases} \qquad (3.3.3)$$

Si la fonction d'onde du deuton $\varphi_o(r)$ et celle du noyau A_1 $\Psi_i(\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_{A_1})$ sont supposées respectivement égales à*

$$|\varphi_o(r)|^2 = \sum_{i=1}^{3} C_i \left(\frac{\gamma_i}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\gamma_i r^2} \qquad (3.3.4)$$

$C_1 = -0.03799$; $C_2 = 0.3384$; $C_3 = 0.6952$

$\gamma_1 = 3.3404\ f^{-2}$; $\gamma_2 = 0.50689\ f^{-2}$; $\gamma_3 = 0.0976\ f^{-2}$

$$|\Psi_i(\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_{Ai})|^2 = \prod_{j=1}^{A_1} \left(\frac{1}{\pi R_1^2}\right)^{3/2} e^{-x_j^2/R_1^2} \qquad (3.3.5)$$

---

*) La combinaison linéaire des fonctions de Gauss (3.3.4) est extraite du facteur de forme du deuton (24) calculé à l'aide de la fonction numérique (25). La composante $^3D_1$ de la fonction d'onde du deuton dans l'état fondamental est négligée.

La formule exacte de la section totale peut être obtenue à partir de l'expression (3.2.19). Elle a la forme suivante :

$$\sigma_T = 8\pi Re \sum_{m=1}^{A_1} \sum_{n=o}^{m} \sum_{j=o}^{n} \binom{A_1}{m} \binom{m}{n} \binom{n}{j} (-1)^{m+j-1} \Gamma_o^{m+j} \frac{2\beta}{2\beta+R_1^2}^{m-j}$$

$$\left(\frac{\beta}{\beta+R^2}\right)^{j} \sum_{i=3}^{3} \frac{C_i \gamma_i}{4E(\gamma_i+B)-D^2} \qquad (3.3.6)$$

où

$$E = \frac{(m+j) + mR_1^2}{(2\beta+R_1^2)\ (\beta+R_1^2)} \quad ; \quad B = \frac{(m+j)\beta + jR_1^2}{4\beta\ (2\beta+R_1^2} \quad ; \quad D = \frac{2n-j-m}{2\beta+R_1^2}$$

$$R_1^2 = 2/3\ R_o^2 \quad ; \quad R_o = 1.123\ A^{1/3} f$$

A l'aide des formules (3.3.4) et (3.3.5) il est facile de trouver que la fonction $\tau(b)$ est égale à :

$$\tau(\bar{b}) = A_1 \sum_{i=1}^{3} C_i \left\{ \frac{16\gamma_i \beta \Gamma_o}{1+8\gamma_i\beta+4\gamma_i R_1^2} \exp\left(-\frac{4\gamma_i b^2}{1+8\gamma_i\beta+4\gamma_i R_1^2}\right) \right.$$

$$\left. - \frac{4\gamma_i \beta^2 \Gamma_o^2}{(\beta+R_1^2)\ (1+4\gamma_i\beta)} \exp\left(-\frac{b^2}{\beta+R_1^2}\right) \right\} \qquad (3.3.7)$$

Les résultats des calculs sont présentés à la table 4. Les valeurs des sections efficaces totales obtenues à l'aide de la formule (3.2.18) diffèrent des valeurs exactes correspondantes (formule (3.3.6)) de moins de 2 % lorsque le noyau A_1 est léger. Pour les valeurs de A_1 plus grandes que 108 la différence entre les valeurs exactes et approximatives des sections efficaces totales n'excède pas 1 %. Les valeurs des sections efficaces totales calculées au moyen de la formule (3.2.15) sont aussi présentées à la table 4. La précision de cette formule ne paraît pas aussi satisfaisante que celle de la formule (3.2.18). Cependant lorsque A_1 prend des valeurs suffisamment grandes la formule (3.2.15) devient une bonne approximation de la formule exacte de la section efficace totale. Ainsi donc nous voyons que, pour calculer les sections efficaces totales des collisions deuton-noyau avec une précision de 2 % environ, nous pouvons négliger $\sigma_{e.v.}^{A_2}$ et utiliser la formule (3.2.18).

Après cette vérification numérique de la formule (3.2.18) nous allons aborder l'approximation proposée par l'article (8) pour le calcul des sections efficaces totales des collisions deuton-noyaux. Montrons d'abord que la formule proposée dans l'article (8) peut être obtenue à partir de l'expression (3.2.18) et de l'équation (3.3.1).

Supposons, comme dans l'article (8), que la fonction d'onde du deuton à l'état normal soit égale à :

$$\varphi_o(r) = \left(\frac{1}{\pi R_d^2}\right)^{3/4} e^{-r^2/2R_d^2}$$

$$R_d = 2.281 \text{ f} \qquad (3.3.8)$$

Dans ce cas le facteur de forme du deuton est égal à :

$$S_d(\tfrac{1}{2}\delta) = \exp\left(-\frac{R_d^2\delta^2}{16}\right) \qquad (3.3.9)$$

Ayant remarqué que, grâce au facteur de forme du noyau lourd A_1, ce sont les petites valeurs de δ^2 qui apportent la contribution la plus importante aux intégrales (3.3.19), nous pouvons admettre que

$$e^{-\frac{\beta}{2}\delta^2} \approx 1 \; ; \qquad e^{-\frac{\beta}{4}\delta^2} \approx 1 \; ; \qquad (3.3.10)$$

et développer la fonction (3.3.9) au voisinage de

$$S_d(\tfrac{1}{2}\delta) = 1 - \frac{R^2 d}{16}\delta^2 + \ldots\ldots \qquad (3.3.11)$$

Nous obtenons ainsi :

$$A_1 \int_o^\infty S_{A_1}(\delta) S_d(\delta) J_o(\delta b) e^{-\frac{\beta}{2}\delta^2} \delta d\delta \approx 2\pi \left\{ T(\bar{b}) + \frac{R^2 d}{16} \Delta T(\bar{b}) + \ldots \right\} \qquad (3.3.12)$$

$$A_1 \int_o^\infty J_o(\delta b) S_{A_1}(\delta) e^{-\frac{\beta}{4}\delta^2} \delta d\delta \int_o^\infty S_d(\delta_1) e^{-\beta\delta_1^2} \delta_1 d\delta_1 \approx \frac{4\pi}{4\beta + R_d^2} T(\bar{b}) \qquad (3.3.13)$$

Ici Δ représente l'opérateur bidimensionnel de Laplace.

$$T(\bar{b}) = A_1 \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\bar{b}, z) dz \qquad (3.3.14)$$

Si le rapport α est égal à zéro nous obtenons :

$$\tau(\bar{b}) \approx \sigma_t T(\bar{b}) + \frac{R_d^2}{16}\sigma_t \Delta T(\bar{b}) - \frac{1}{4\beta+R_d^2}\frac{\sigma_t^2}{4\pi} T(\bar{b}) \qquad (3.3.15)$$

A cette étape, ayant remarqué que

$$e^{-\tau(\bar{b})} \approx e^{-\sigma_t T(\bar{b})}\left(1 - \frac{R_d^2}{16}\sigma_t \Delta T(\bar{b}) + \frac{\sigma_t^2}{16\pi\beta}\frac{1}{1+R_d^2/4\beta} T(\bar{b}) + \ldots\right) \qquad (3.3.16)$$

et compte tenu de l'expression (3.2.18) nous obtenons :

$$\sigma_T = 2\sigma_t \left\{ N_o(\sigma_t) + M_1(\sigma_t) \right\} - \sigma_t^2 K N_1(\sigma_t) \qquad (3.3.17)$$

où

$$N_o(\sigma_t) = \frac{1}{\sigma_t}\int d^2b \left\{1 - e^{-\sigma_t T(\bar{b})}\right\} \qquad (3.3.18)$$

$$M_1(\sigma_t) = B\int d^2b\ e^{-\sigma_t T(\bar{b})} \Delta T(\bar{b}) \qquad (3.3.19)$$

$$N_1(\sigma_t) = \int d^2b\ e^{-\sigma_t T(\bar{b})} T(\bar{b}) \qquad (3.3.20)$$

où

$$B = \frac{R_d^2}{16} \quad ; \quad K = \frac{1}{8\pi\beta(1+R_d^2/4\beta)} \qquad (3.3.21)$$

Si, à la place de la fonction (3.3.8) pour le deuton, nous employons la fonction (3.3.4), les constantes B et K seront respectivement égales à :

$$B = \sum_{i=1}^{3} \frac{C_i \gamma_i}{16} \quad ; \qquad K = \frac{1}{2\pi}\sum_{i=1}^{3} \frac{C_i \gamma_i}{4\beta\gamma_i + 1} \qquad (3.3.22)$$

Sur la table 4, sont aussi données les valeurs des sections efficaces totales calculées à l'aide des formules (3.3.17) et (3.3.22). Le comparaison des valeurs exactes aux valeurs calculées à l'aide de la formule (3.3.17) montre que cette dernière n'est pas assez bonne lorsque la valeur de A_1 est petite. Cette affirmation n'est qu'une confirmation de l'opinion des auteurs de l'article (8) pour le calcul des sections efficaces totales des collisions deuton-noyaux.

La table 5 donne les valeurs des sections efficaces totales des collisions du deuton par une série de noyaux calculées à l'aide des

formules (3.2.18) et (3.3.17) séparément. Dans les calculs, la densité $\rho(\bar{x})$ est supposée égale à :

$$\rho(\bar{x}) = \rho_o \left\{ 1+\exp\left(\frac{x-c}{a}\right) \right\}^{-1} \qquad (3.3.23)$$

$$a=0,545f \quad ; \quad c=1.14A^{1/3}f$$

Pour calculer la fonction $\tau(\bar{b})$, la fonction d'onde du deuton a été choisie comme dans l'équation (3.3.4). Les valeurs des nombres effectifs $N_o(\sigma_t)$, $M_1(\sigma_t)$ et $N_1(\sigma_t)$ ont été empruntées à l'article (8).

Comme il a été dit plus haut, selon l'article (8) , ma formule (3.3.17) ne doit pas avoir une bonne précision dans le cas des collisions du deuton aux noyaux légers. En effet, sur la table 5 on remarque que, même pour un noyau de grandeur moyenne comme le noyau O^{16}, la valeur de la section efficace totale calculée au moyen de la formule (3.3.17) excède de 10 % celle qu'on obtient à l'aide de la formule (3.2.18). Ce grand écart des valeurs des sections efficaces totales ne peut pas être expliqué par la différence des formes de paramètrisation des fonctions du deuton (3.3.4) et (3.3.8) utilisées pendant les calculs à l'aide des formules (3.2.18) et (3.3.17) respectivement.

Dans le cas des noyaux lourds l'écart des valeurs calculées est d'environ 2.8 % . Mais pour les noyaux lourds, la source de la plus grande partie de cet écart est la différence des fonctions (3.3.4) et (3.3.8).

4. LES SECTIONS EFFICACES INTEGRALES DES DIFFUSIONS ELASTIQUES ET INELASTIQUES NOYAU-NOYAU.

a) la section efficace intégrale de la diffusion élastique noyau-noyau.

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que le pic diffractionnel de la collision élastique deuton-noyau peut être décrit avec une bonne précision par l'amplitude $F_o(q)$ (voir aussi fig. 5) lorsque ε tend vers l'infini. Nous savons,d'autre part, que c'est bien ce pic diffractionnel qui est responsable de la quasi-totalité de la section intégrale de la diffusion élastique. Aussi, après avoir supposé comme au paragraphe 1 que dans le cas de la collision élastique de deux noyaux A_1 et A_2 la contribution de l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(q)$ à la section efficace différentielle, pour des valeurs de $qR \leq 1$, est une grandeur de l'ordre de $(2\varepsilon)^{-2}$, nous pouvons calculer la section efficace intégrale de la diffusion élastique en admettant

$$F(\bar{q}) \approx F_o(\bar{q}) \qquad (3.4.1)$$

Pour avoir une idée de la précision de cette approximation, nous allons faire le calcul des valeurs exactes et des valeurs approximatives des sections efficaces intégrales de la diffusion élastique deuton-noyau. Pendant le calcul, nous allons supposer que les fonctions d'onde du deuton et du noyau satisfont respectivement aux équations (3.3.4) et (3.3.5). Dans ce cas, la valeur exacte de l'amplitude (3.2.1) est égale à :

$$F_{ii}(\bar{q}) = ike^{\frac{R^2q^2}{4A_1}} \sum_{m=1}^{A_1} \sum_{n=o}^{m} \sum_{j=o}^{n} \binom{A_1}{m}\binom{m}{n}\binom{n}{j} (-1)^{m+j-1} \Gamma_o^{m+j}$$

$$\left(\frac{2\beta}{2\beta+R^2}\right)^{m-j}\left(\frac{\beta}{\beta+R^2}\right)^{j} \sum_{i=1}^{3} \frac{2C_i\gamma_i}{4E(\gamma_i+B)-D^2} e^{-\frac{(\gamma_i+B)\,q^2}{4E(\gamma_i+B)-D^2}} \qquad (3.4.2)$$

où

$$E = \frac{(m+j)\beta+mR^2}{(2\beta+R^2)(\beta+R^2)} \quad ; \qquad B = \frac{(m+j)\beta+jR^2}{4\beta(2\beta+R^2)} \quad ; \qquad D = \frac{2n-m-j}{2\beta+R^2}$$

Après avoir tenu compte des équations (3.2.16) et (3.2.17) nous obtenons :

$$F_o(\bar{q}) = \frac{ik}{2\pi}\,\Theta(q) \int e^{i\bar{q}\bar{b}} \left\{1-e^{-\tau_{NA_2}(\bar{b})}\right\} d^2b \qquad (3.4.3)$$

où $\Theta(q) = e^{\frac{R^2q^2}{4A_1}}$ est le facteur responsable du mouvement de centre de masse (12). Lorsque le noyau A_1 est très grand ($A_1 \to \infty$) le facteur $\Theta(q)$ est souvent supposé égal à 1 pour les valeurs de q^2 qui apportent la contribution importante à l'amplitude de $F_o(\bar{q})^*$. La fonction $\tau_{NA_2}(\bar{b})$ est donnée par l'équation (3.3.7).

Les valeurs des sections efficaces intégrales de la collision élastique deuton-noyau sont calculées au moyen des formules (3.4.2) et (3.4.3) et à l'aide de la relation

$$\sigma_{e\ell} = \frac{1}{k^2} \int |F_{ii}(\bar{q})|^2 \, d^2q \qquad (3.4.4.)$$

Nous montrons les résultats obtenus sur la table 6. Nous voyons sur cette table que l'amplitude (3.4.3) est bonne pour le calcul des sections efficaces intégrales de la diffusion élastique deuton-noyau A_1 . Ici aussi, la différence entre les valeurs exactes (formule (3.4.2)) et les valeurs approximatives (formule (3.4.3)) n'est que 2 % environ. La petite valeur de la contribution de l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(\bar{q})$ à la section efficace intégrale s'explique par le fait que cette amplitude est effectivement importante, comme le montre la figure 5, seulement dans la région des grandes impulsions transférées. Elle n'a donc pas d'influence sensible sur le pic diffractionnel qui est responsable de la quasi totalité de la valeur de la section efficace intégrale.

---

* Lorsque le facteur $\Theta(q)$ est supposé égal à 1, la formule (3.4.3) coïncide avec la formule pour l'amplitude $F_{ii}(q)$ obtenue d'une autre manière dans la Ref. 33.

b) la section efficace d'absorption.

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la section efficace totale et la section efficace intégrale de la collision deuton-noyau A_1 peuvent être calculées avec une précision de 2 % environ, après avoir négligé l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(q)$. D'après les résultats donnés aux tables 4 et 6, la section efficace d'absorption du deuton par le noyau A_1 qui représente la différence entre la section efficace totale et la section efficace intégrale de la diffusion élastique

$$\sigma_{abs} = \sigma_T - \sigma_{el} \qquad (3.4.5)$$

peut être aussi calculée avec une précision de 2 % environ dans le cadre de l'approximation (3.4.1) proposée plus haut. En supposant, comme plus haut, que lorsque le noyau A est plus lourd que le deuton, la contribution de l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(q)$ à la section efficace totale et à la section efficace intégrale de la diffusion élastique soit toujours négligeable, nous trouvons que

$$\sigma_{abs} = \sigma_o - \frac{1}{k^2}\int |F_o(\bar{q})|^2 d^2q \qquad (3.4.6)$$

Lorsque A_1 prend des valeurs si considérables qu'on peut négliger le mouvement du centre de masse du noyau A_1 ($\theta(q)1$), nous pouvons nous servir de l'équation (3.4.3) pour trouver que la section efficace d'absorption pendant la collision du noyau A_1 au noyau A_2 est égale à :

$$\sigma_{abs} \approx \int d^2b \left\{1 - e^{-2R_e \tau_{NA_2}(\bar{b})}\right\} \qquad (3.4.7)$$

où la fonction $\tau_{NA_2}(\bar{b})$ est donnée par l'équation (3.2.19).

5. Les sections efficaces d'absorption des anti-deutons par les noyaux.

Récemment, les sections d'absorption des anti-deutons par les noyaux Li^6, C^{12}, Al^{27}, Cu^{64} et Pb^{208} à 25 Gev/c et à 13.3 Gev/c ont été mesurées (6,19). Les calculs (6,19) des sections efficaces d'absorption à 13.3 Gev/c faits au moyen de l'approximation (8) pour le cas des noyaux Al^{27} , Cu^{64} et Pb^{208} montrent que les prédictions théoriques sont en accord assez satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Néanmoins, l'approximation (8) déduite du formalisme de Glauber n'est pas assez correcte pour le calcul des sections efficaces d'absorption dans le cas des noyaux légers que le Li^6 et le C^{12}. Aussi les expérimentateurs ont-ils extrapolé la courbe décrivant la dépendance de la valeur de la section efficace d'absorption en fonction du nombre de masse A du noyau absorbeur dans la région des petits A.

Comme nous venons de la voir, l'approximation (3.4.6) proposée plus haut est applicable non seulement aux noyaux lourds mais aux noyaux légers également. Aussi, dans ce paragraphe, nous allons calculer, à l'aide de la méthode proposée plus haut, la section efficace d'absorption des anti-deutons aux noyaux Li^6, C^{12}, Al^{27}, Cu^{64} et Pb^{208} à 25 Gev/c et à 13.3 Gev/c. Les résultats seront comparés aux données expérimentales.

Nous avons vu que la section efficace d'absorption des anti-deutons par les noyaux peut être décrite par la formule (3.4.7) où la fonction $\tau_{NA_2}(b)$ est définie par l'expression (3.3.1). Cependant, lorsque

$$R_{A_1}^2 >> R_d^2 + 2\beta \qquad (3.5.1)$$

la fonction $\tau_{ND}(\bar{b})$ est approximativement égale à

$$\tau_{ND}(\bar{b}) = \frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{2} T(b) \left\{ 2 - \frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{2\pi\beta} \int |\varphi_o(r)|^2 \, e^{-S^2/4\beta} \, d^3r \right\} \qquad (3.5.2)$$

Dans nos calculs, la densité de l'anti-deuton a été prise sous la forme (3.3.4). La densité $\rho(x)$ de la formule (3.2.17a) est définie comme dans l'équation (3.3.23).

Les résultats des calculs des sections efficaces d'absorption des anti-deutons d'impulsion P_L = 25 Gev/c par les noyaux sont donnés à la table 7 . D'abord, remarquons que les valeurs $\tilde{\sigma}_{abs}$ des sections efficaces d'absorption obtenues à l'aide de la formule approximative de $\tau_{ND}(\bar{b})$ (3.3.2) sont bien différentes des valeurs correspondantes calculées au moyen de l'expression exacte de $\tau_{ND}(\bar{b})$.

Dans l'ensemble, les valeurs des sections efficaces d'absorption, calculées à l'aide de l'expression exacte de $\tau_{ND}(\bar{b})$ sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, il faut prêter attention au fait que la valeur expérimentale de la section efficace d'absorption des anti-deutons par le noyau Pb^{208} à 25 Gev/c est au moins deux fois plus grande que la valeur expérimentale correspondante dans le cas de l'absorption des anti-protons (29) par le même noyau à 20 Gev/c. Cette grande différence des valeurs de la section efficace d'absorption des anti-protons et des anti-deutons par le noyau Pb^{208} paraît difficile à expliquer dans le cadre de la théorie de Glauber. La variation des valeurs des paramètres a et c de la densité (3.3.23), dans le domaine de leur valeur raisonnable, n'est pas capable d'expliquer cette grande valeur de la section efficace d'absorption des anti-deuton par le noyau Pb^{208}. Les effets de spin et d'isospin que nous avons négligés dans nos calculs peuvent augmenter la valeur théorique de cette section efficace.

Sur la figure 6 est montrée la courbe théorique de la variation de la valeur de la section efficace d'absorption des anti-deutons à 13.3 Gev/c en fonction du nombre de masse A des noyaux absorbeurs. Les points expérimentaux qui, selon l'article (6), sont obtenus avec une bonne précision sont aussi donnés. Ici, l'accord des valeurs théoriques et des données expérimentales est beaucoup plus satisfaisant.

Sur la table 5, on voit que la valeur de la section efficace d'absorption calculée à l'aide de la formule (3.4.7) diffère de la valeur correspondante obtenue au moyen de l'approximation proposée par l'article (8) d'environ 1 % dans la région des noyaux absorbeurs lourds (A_1>>27). Cet écart s'explique partiellement par la différence entre les fonctions d'onde de l'anti-deuton employée ici (formule (3.3.4)) et dans l'article (8) (formule (3.3.8). Dans la région des noyaux légers la courbe calculée ici passe

plus bas que celle qui a été obtenue par extrapolation dans l'article (6).

6. Les sections efficaces totales et les sections efficaces d'absorption pendant les collisions des noyaux légers au noyau A_1.

Nous venons de montrer, dans le paragraphe précédent, que pour calculer la section efficace totale de la diffusion du deuton (noyau A_2) par le noyau A_1 et la section efficace de son absorption par le même noyau avec une précision d'environ 2 %, nous pouvons négliger l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(\bar{q})$ et appliquer les formules (3.2.18) et (3.4.7). Si, dans le cas du deuton l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(\bar{q})$ paraît peu importante, elle le sera encore plus lorsque le noyau A_2 sera plus lourd que le deuton. En effet, plus le noyau A_2 est lourd plus il est absorptif (la valeur du paramètre d'absorption ε est grande) et moins la contribution, à la section efficace totale, des collisions accompagnées d'excitations virtuelles de ce noyau est importante. Par conséquent, plus le noyau A_2 est lourd, plus l'application de cette méthode d'approximation au calcul de la section efficace totale des collisions de deux noyaux A_1 et A_2 est justifiée.

D'autre part, compte tenu de l'apparition de la possibilité d'accélérer des noyaux jusqu'à une vitesse suffisamment grande ($P_L \lesssim 5$ Gev/c par nucléon) le calcul, même approximatif, des sections efficaces totales et des sections efficaces d'absorption pendant les collisions de certains de ces noyaux semble opportun. Ainsi donc, encouragés par les résultats obtenues dans le cas des collisions deuton-noyau, nous avons évalué, à l'aide des formules (3.2.18) et (3.4.7) respectivement les sections efficaces totales et les sections efficaces d'absorption pendant les collisions des noyaux He^3 et He^4 par le noyau A_1. Pour avoir des informations détaillées sur les variations des valeurs de ces sections efficaces, dans le cas de la collision de deux noyaux A_1 et A_2, en fonction de leur nombre de masse, nous avons aussi calculé les sections efficaces totales des collisions nucléon-noyau et deuton-noyau.

Remarquons d'abord que la fonction $\tau_{ND}(\bar{b})$ est égale à :

$$\tau_{ND}(\bar{b}) = \frac{A_1}{2\pi i k}\int e^{i\bar{q}\bar{b}} S_{A_1}(q) f_{ii}^{(N,A_2)}(\bar{q}) d^2q \qquad (3.6.1)$$

où $f_{ii}^{(N,A_2)}(\bar{q})$ est l'amplitude de la collision élastique du noyau A_2 par un nucléon du noyau A_1 (système où le noyau A_1 est au repos). Dans nos calculs nous avons supposé que l'amplitude $f_{ii}^{(N,A_2)}(q)$ soit égale (21) à :

$$f_{ii}^{(N,A_2)}(q) = ik\, e^{\frac{R_2^2 q^2}{4A_2}} \sum_{m=1}^{A_2} \binom{A_2}{m} (-1)^{m-1} \frac{1}{2m(R_2^2+2\beta)^{m-1}} \left(\frac{\sigma_t(1-i\alpha)}{2\pi}\right)^m \times \exp\left(-q^2\frac{R_2^2+2\beta}{4m}\right) \qquad (3.6.2)$$

où R_2^2 est le paramètre d'oscillateur du noyau A_2. Les valeurs des paramètres utilisés sont présentés à la table 8. Pour calculer le facteur de forme du noyau A_1 nous avons utilisé l'expression (3.3.23) pour décrire la densité $\rho(x)$. Mais ici les paramètres sont respectivement égaux à :

$$a = 0.545\ f \quad ; \quad c = 1.07A^{1/3} f$$

Les valeurs calculées des sections efficaces d'absorption aussi bien que celles des sections efficaces totales sont données à la table 9 .

Les courbes de la variation des valeurs des sections efficaces totales en fonction de A_1 sont présentées sur la figure 7. Lorsque A_1 est encore petit ces courbes sont remarquablement éloignées les unes des autres. Mais lorsque la valeur de A_1 devient grande, l'écart de ces courbes devient de plus en plus petit. Autrement dit, pour certaines valeurs de A_1 ($A_1 \to \infty$) les valeurs des sections efficaces totales des collisions He^4-noyau A_1 et nucléon - noyau A_1 sont pratiquement les mêmes. En effet, plus le noyau A_2 est lourd plus son libre parcours dans le noyau A_1 est court. C'est-à-dire que, plus le noyau A_2 est lourd, plus le noyau A_1 est absorptif. Pour cela, lorsque le noyau A_1 devient opaque pour le nucléon ($\sigma_T \approx 2\pi R^2_{A_1}$) il l'est déjà pour tous les noyaux A_2 ($A_2 > 1$). Voilà pourquoi il ne paraît pas surprenant qu'à la limite du noyau parfaitement opaque A_1 ($A_1 \to \infty$) les valeurs des sections efficaces totales des collisions He^4 -noyau A_1 et nucléon - noyau A_1 diffèrent peu.

7. Conclusion

Dans nos calculs nous avons négligé les excitations virtuelles du noyau le plus léger (noyau A_2) pendant ses collisions multiples aux nucléons du noyau le plus lourd. Cependant, nous pouvons opérer autrement : négliger la contribution des excitations virtuelles du noyau le plus lourd (noyau A_1) pendant ses collisions multiples aux nucléons du noyau le plus léger. Mais dans ce cas, la formule (3.2.18) n'est plus correcte à cause de la condition (3.2.17a) et l'usage de la formule (3.2.8) est encore très compliqué. Cependant, la formule (3.2.8) reste encore une bonne approximation.

Ayant négligé les excitations virtuelles du noyau le plus léger (le projectile) nous avons supposé qu'il est absolument rigide (le cas du deuton, par exemple). Ceci justifie le nom que nous avons donné à cette méthode d'approximation.

En négligeant les excitations virtuelles des deux noyaux A_1 et A_2 on aboutit à une formule approximative qui paraît plus correcte que l'expression (3.2.15) pour l'analyse des collisions des noyaux de même nombre de masse, mais moins satisfaisante quant à la précision des valeurs calculées des sections efficaces totales et intégrales.

Il a été montré que, dans le cas des collisions deuton-noyau, la section efficace intégrale de la diffusion élastique peut être aussi calculée avec une précision de 2 % environ si l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(q)$ (3.2.7) est négligée. En effet, à cause de sa nature incohérente, l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(\bar{q})$ n'est pas importante dans la région des petites impulsions transférées. Aussi, ne modifie-t-elle pas sensiblement le pic diffractionnel qui est responsable de la section efficace intégrale de la diffusion élastique.

En tenant compte de la valeur négligeable de la contribution de l'amplitude $F^{A_2}_{e.v.}(q)$ nous avons obtenu les formules (3.2.18) et (3.4.7) que nous proposons pour le calcul de la section efficace totale et de la section efficace d'absorption pendant la collision des noyaux A_1 et A_2 . Plus le noyau A_2 est lourd, plus l'application de ces formules est justifiée.

CHAPITRE IV

LES DIFFUSIONS QUASI-ELASTIQUES DEUTON-NOYAU.

Les diffusions quasi-élastiques deuton-noyau se divisent en trois classes principales :

a) la désintégration cohérente pendant laquelle le deuton se dissocie en laissant le noyau dans son état fondamental ;

b) la diffusion incohérente au cours de laquelle le noyau s'excite en gardant le deuton non désintégré;

c) la désintégration incohérente pendant laquelle la désintégration du deuton est accompagnée de l'excitation du noyau.

Dans ce chapitre nous allons analyser chacune de ces diffusions séparément.

1 - LA DESINTEGRATION COHERENTE.

L'amplitude de la diffusion pendant laquelle le deuton-projectile passe de l'état initiale $|o\rangle$ à l'état final $|f\rangle$ tandis que le deuton-cible garde son état fondamental $|i\rangle$ est égale à :

$$F_{fo}(\bar{q}) = \frac{ik_{DA}}{2\pi}\int e^{i\bar{q}\bar{b}}\langle\varphi_f\Psi_i|\Gamma_{DA}(\bar{b},\bar{s},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_{A_1})|\Psi_i\varphi_o\rangle d^2b \qquad (4.1.1.)$$

A l'aide de la méthode développée dans le chapitre II (formule (2.3.5)) nous pouvons donner à l'amplitude (4.1.1.) la forme suivante :

$$F_{fo}(q) = F^{o}_{fo}(q) - F^{(e.v.)}_{fo}(\bar{q}) \qquad (4.1.2)$$

où

$$F^{o}_{fo}(\bar{q}) = \frac{k_{DA}}{k_{NA}} f^{(N,A)}_{ii}(\bar{q})\left\{S_{fo}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) + S_{fo}(-\tfrac{1}{2}\bar{q})\right\} - \frac{k\,k_{DA}}{2\,ik_{NA}}\int d^2\delta S_{fo}(\bar{\delta}) f^{(N,A)}_{ii}(\tfrac{1}{2}\bar{q}-\bar{\delta}) f^{(N,A)}_{ii}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\delta)$$

(4.1.3)

est l'amplitude de la désintégration du deuton au cours de laquelle le noyau-cible garde son état fondamental pendant sa double collision par tous les nucléons du deuton.

Le terme

$$F^{(e.v.)}_{fo}(\bar{q}) = \frac{k_{DA}}{2\,ik^2_{NA}} \int S_{fo}(\bar{\delta}) \sum_{t\neq i} f^{(N,A)}_{ti}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta}) f^{(N,A)}_{it}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta})\, d^2\delta \qquad (4.1.4)$$

représente la contribution des collisions pendant lesquelles le noyau-cible, excité par un nucléon du deuton, est ramené dans son état fondamental par un autre nucléon. Le facteur $S_{fo}(\bar{q})$ est égal à :

$$S_{fo}(\bar{q}) = \int e^{i\bar{q}\bar{s}}\, \varphi_o(\tau)\, \varphi_f^*(\tau)\, d^3\tau \qquad (4.1.5)$$

La section efficace de la désintégration cohérente du deuton est égale à :

$$\sigma_{d.c.} = \sigma^{o}_{d.c.} - \sigma^{(e.v.)}_{d.c.} \qquad (4.1.6)$$

où

$$\sigma^{o}_{d.c.} = \frac{1}{k^2_{DA}} \sum_{f\neq o} \int F^{o}_{fo}(\bar{q}) F^{o*}_{fo}(q)\, d^2q \qquad (4.1.7)$$

$$\sigma^{e.v.}_{d.c.} = \frac{1}{k_{DA}} \sum_{f\neq i} \int \left\{ 2\mathrm{Re} F^{o*}_{fo}(q) F^{(e.v.)}_{of}(q) - F^{(e.v.)}_{of}(\bar{q}) F^{(e.v.)*}_{fo}(\bar{q}) \right\} d^2q \qquad (4.1.8)$$

Pour obtenir la formule de la section efficace de la désintégration du deuton proposée par Akhieser et Sitenko, il nous faut passer à la limite du noyau absolument opaque ($\varepsilon\to\infty$) en deux étapes successives :

1) Nous négligeons la section efficace
2) En accord avec l'équation (2.2.21) l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau dont nous avons besoin pour le calcul de $\sigma^{o}_{d.c.}$ est supposée égale à :

$$f^{(N,A)}_{ii}(q) = ik_{NA} R \frac{J_1(qR)}{q} \qquad (4.1.9)$$

A la limite du noyau absolument opaque nous obtenons donc :

$$\sigma^{o}_{d.c.} = R^2 \int \sum_{f\neq o} \Big| \frac{J_1(qR)}{q} \left\{ S_{fo}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) + S_{fo}(-\tfrac{1}{2}q) \right\} -$$

$$\frac{R}{2\pi} \int d^2\delta S_{fo}(\bar{\delta}) \frac{J\,(R|\frac{1}{2}\bar{q}-\bar{\delta}|\,J\,(R|\frac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta}|)}{|\frac{1}{2}\bar{q}-\bar{\delta}| \qquad |\frac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta}|} \Big|^2 d^2q \qquad (4.1.10)$$

Si les fonctions d'onde du deuton dans l'état fondamental et désintégré sont respectivement égales à :

$$\varphi_o(r) = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^{1/2} e^{-\alpha r} \frac{1}{r} \quad \text{où} \quad \alpha = 1/2R_d \tag{4.1.11}$$

(R_d est le rayon du deuton)

$$\varphi_f(r) = \text{const}\ (e^{i\vec{f}\vec{r}} - \frac{1}{\alpha - if} e^{-ifr}) \tag{4.1.12}$$

après certaines opérations algébriques exposées en détail dans l'article (2) et lorsque la condition

$$R >> R_d \tag{4.1.13}$$

est satisfaite, à partir de l'équation (4.1.10) on trouve la formule d'Akhieser et Sitenko pour la section efficace de la désintégration du deuton qui est égale à :

$$\sigma^o_{d.c.} = \frac{1}{3}\pi(2\ell n2 - \frac{1}{2})RR_d \tag{4.1.14}$$

Cette formule coïncide avec celle que Glauber a obtenue (3). Elle nous permet de faire une conclusion importante. Selon le modèle du noyau opaque, la section de la désintégration cohérente croît en fonction du nombre de masse du noyau-cible.

Pendant les calculs de la section efficace de la désintégration cohérente, Fäldt (10) a également omis le terme $\sigma^{(e.v.)}_{d.c.}$. Mais au lieu de se servir de l'amplitude de la diffusion élastique du nucléon par un noyau opaque comme dans l'équation (4.1.9), il a paramétrisé l'amplitude $\int_{1i}^{(N,A)}(\bar{q})$ à l'aide d'une simple fonction de Gauss qui n'est pas correcte au delà du pic diffractionnel. Les valeurs qu'il a obtenues pour la section efficace de la désintégration cohérente ne croissent pas avec le nombre de masse du noyau-cible ; elles sont plutôt constantes.

Dans nos études ici, nous allons montrer les prédictions de la théorie de la diffusion multiple de Glauber à propos de la variation de la section efficace de la désintégration cohérente en fonction de A. Nous allons donc, d'abord, calculer cette section efficace correctement dans le cadre de la théorie de Glauber. Ensuite, nous étudierons l'influence du terme $\sigma^{(e.v.)}_{d.C.}$ sur la section efficace $\sigma_{d.c.}$. Pour faciliter nos calculs, nous allons supposer que la fonction d'onde du noyau-cible à l'état fondamental aît la forme que nous lui avons donnée dans l'équation (3.2.17a) et que la densité nucléaire $\rho(x)$ soit décrite par une fonction de Gauss.

$$\rho(\bar{x}_j) = \left(\frac{1}{\pi a_o}\right)^{3/2} e^{-x_j^2/a_o} \tag{4.1.15}$$

Certes, l'assurance d'avoir une bonne valeur des sections efficaces avec cette fonction est un peu douteuse. Mais cette fonction nous permet d'obtenir la conduite générale des sections efficaces en fonction de A. Cette conduite générale est ce qui nous importe le plus ici. Pour le deuton

aussi nous allons utiliser une fonction simple, celle de l'équation (1.2.3). Après de simples opérations algébriques il est facile de trouver :

$$\sigma_{d.c.} = \sum_{m=1}^{A} \sum_{n=o}^{m} \sum_{j=o}^{n} \sum_{k=1}^{A} \sum_{\ell=o}^{k} \sum_{i=o}^{\ell} \binom{A}{m}\binom{m}{n}\binom{n}{j}\binom{A}{k}\binom{k}{\ell}\binom{\ell}{i} (-1)^{m+j+k+\ell}$$

$$\Gamma_o^{m+j} \; \Gamma_o^{k+i} \left(\frac{2\beta}{2\beta + a_o}\right)^{m-j+k-i} \left(\frac{\beta}{\beta + a_o}\right)^{j+i} x$$

$$\left\{ \frac{\pi\alpha}{4EP(\alpha+N_1)N_3} - \frac{8\pi\alpha^2 A}{2A\left[M_1(\alpha+c)+M_2(\alpha+B)\right] - a_o M_1 M_2} \right\} \qquad (4.1.16)$$

$$N_1 = \frac{4EB-D^2}{4E} - \frac{4PC-G^2}{4P} \; ; \qquad N_3 = \frac{(E+P)(\alpha+N_1) + N_2^2 EP}{4EP(\alpha+N_1)} - \frac{a_o}{2A} \; ;$$

$$N_2 = \frac{D}{2E} - \frac{G}{2P} \; ; \quad M_1 = 4E(\alpha+B) - D^2 \; ; \quad M_2 = 4P(\alpha+C) - G^2$$

$$E = \frac{(m+j)\beta + ma_o}{(2\beta+a_o)(\beta+a_o)} \; ; \qquad B = \frac{(m+j)\beta + ja_o}{4\beta(2\beta+a_c} \; ; \qquad D = \frac{2n-mj}{2\gamma+a_o}$$

$$P = \frac{(k+i)\beta + ka_o}{(2\beta+a_o)(\beta+a_o)} \; ; \quad C = \frac{(k+i)\beta + ia_o}{4\beta(2\beta+a_o)} \; ; \quad G = \frac{2\ell-k-i}{2\beta + a_o}$$

Pour calculer $\sigma^o_{d.c.}$ nous n'allons pas, comme chez Fäldt, paramétriser l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau à l'aide d'une simple fonction de Gauss, mais nous allons utiliser sa forme correcte suivant les prescriptions de la théorie de Glauber. Cette amplitude nous est donnée par l'équation (3.6.2). On sait bien que cette amplitude donne de bons résultats même au delà du pic diffractionnel. Elle nous permet donc d'éviter les approximations faites dans les calculs précédents (2,8,10) à propos de l'amplitude $^{(N,A)}(\bar{q})$. Ayant admis que l'énergie des niveaux excités du deuton est négligeable par rapport à l'énergie du deuton incident, nous pouvons nous servir de la relation de fermeture sur les états du deuton pour faire les sommes dans les équations (4.1.7) et (4.1.8).

ii

Les résultats des calculs sont montrés sur la table 10. Ils nous permettent de faire certaines conclusions intéressantes :

a) en contradiction avec les prédictions du modèle du noyau opaque et les calculs de Fäldt (8,10), la section efficace de la désintégration cohérente $\sigma_{d.c.}$ décroît lentement avec l'augmentation de A.

b) la désintégration cohérente du deuton est très peu probable lorsque le noyau-cible est très lourd.

c) le terme $\sigma_{d.c.}^{(e.v.)}$ ne joue pas un rôle important dans la désintégration cohérente du deuton. Même lorsqu'il est omis pendant les calculs, la décroissance de la section efficace $\sigma_{d.c.}$ avec l'augmentation de A n'est pas affectée si l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau utilisée pour l'évaluation de $\sigma_{d.c.}^{o}$ est bonne au delà du pic diffractionnel.

d) il est raisonnable d'admettre que, lorsque l'impulsion du deuton incident est très grande, s'il se désintègre pendant sa collision par un nucléon du noyau-cible, il est peu probable que le proton et le neutron, libérés avec des impulsions de départ très élevées, puissent se réunir avant de sortir du noyau lourd où les nucléons sont très serrés l'un contre l'autre. Autrement dit, la désintégration virtuelle du deuton dans le noyau peut être supposée beaucoup moins importante que la désintégration réelle. Nous pouvons donc déjà tirer une information sur le mécanisme de la diffusion deuton-noyau. La section efficace de la désintégration cohérente étant petite, il est vraisemblable que, pendant les collisions qui laissent le noyau-cible dans son état fondamental, le deuton se comporte tout simplement comme une particule rigide à dimension définie lorsqu'il traverse le noyau.

2 . DESINTEGRATION INCOHERENTE ET AUTRES VOIES DE LA DIFFUSION DEUTON-NOYAU.

L'amplitude de la diffusion pendant laquelle le deuton-cible passe de l'état $|o\rangle$ à l'état $|f\rangle$ tandis que le noyau-cible fait une transition de l'état fondamental $|i\rangle$ à l'état excité $|t\rangle$ est égale à

$$F_{foti}(\bar{q}) = \frac{ik_{DA}}{2\pi} \int e^{i\bar{q}\bar{b}} \langle \varphi_f \Psi_t | \Gamma_{DA}(\bar{b},\bar{s},\bar{x}_1,\ldots,\bar{x}_A) | \Psi_i \varphi_o \rangle d^2b \qquad (4.2.1)$$

La section efficace différentielle de la diffusion totale (élastique et quasi-élastique) est égale à :

$$(d\sigma/d\Omega)_{d.t.} = \sum_f \sum_t |F_{tifo}(\bar{q}) F^*_{ofit}(\bar{q})|^2 \qquad (4.2.3)$$

$$= \sum_{f\neq o} F_{iifo}(\bar{q}) F^*_{iiof}(\bar{q})|^2 + \sum_{t\neq i} |F_{ooti}(\bar{q}) F^*_{ooit}(\bar{q})| + |F_{iioo}(\bar{q}) F^*_{iioo}(\bar{q})|^2$$

$$+ \sum_{f\neq o} \sum_{t\neq i} |F_{tifo}(\bar{q}) F^*_{ofit}(\bar{q})|^2 \qquad (4.2.3)$$

où $|F_{ooii}(\bar{q}) F^*_{ooii}(\bar{q})| = (d\sigma/d\Omega)_{e\ell}$ est la section efficace différentielle de la diffusion élastique ;

$\sum_{f\neq o} |F_{iifo}(\bar{q}) F^*_{iiof}(\bar{q})|^2$ est celle de la désintégration cohérente ;

$\sum_{t\neq i} |F_{ooti}(\bar{q})F^*_{ooit}(\bar{q})|^2$ est celle de la diffusion cohérente déjà définie au début de ce chapitre. Enfin, le terme

$$\sum_{f\neq o}\sum_{t\neq i}|F_{tifo}(q)F^*_{ofit}(\bar{q})|^2 = (d\sigma/d\Omega)_{d.inc}$$

représente la section efficace différentielle de la désintégration incohérente.

Compte tenu de l'équation (4.2.3) nous pouvons écrire :

$$\sigma_{d.t}=\sigma_{d.c} + \sigma_{inc} + \sigma_{e\ell} + \sigma_{d.inc} \qquad (4.2.4)$$

où

$$\sigma_n = \frac{1}{k^2}\int_{DA}(d\sigma/d\Omega)_n \, d^2q \qquad (4.2.5)$$

Nous voyons donc que pour avoir des informations sur la section efficace de la désintégration incohérente il nous faut calculer, en plus de $\sigma_{e\ell}$, les sections efficaces $\sigma_{d.c.}$, $\sigma_{inc.}$ et $\sigma_{d.t.}$. Dans ce cas, il ne nous reste plus qu'à inclure dans nos études, la section efficace de la production de nouvelles particules pour avoir une image complète de la contribution de chaque canal à la section efficace totale σ_T de la diffusion deuton-noyau. Ayant supposé qu'à très haute énergie incidente, les réactions de réarrangement soient très peu probables, nous pouvons calculer la section efficace de la production à l'aide de l'équation

$$\sigma_{prod} = \sigma_T - \sigma_{d.t.} \qquad (4.2.6)$$

Les réactions de fermeture sur les états du deuton et du noyau nous permettent de faire les sommes dans les équations (4.2.2) et 4.2.3). La fonction d'onde du deuton et la densité nucléaire sont représentées par les fonctions de Gauss comme dans le paragraphe précédent.

Les calculs exacts de toutes ces sections efficaces nécessitent beaucoup de temps-machine surtout lorsque le noyau-cible est lourd (A>64). Les résultats des calculs exacts pour le cas des noyaux-cibles légers et moyens sont montrés sur la table II. Nous pouvons déjà en tirer certaines informations.

a) La section efficace de production et la section efficace des diffusions élastiques et quasi-élastiques $\sigma_{d.t.}$ représentent chacune la moitié de la section efficace totale. Aussi, dans l'étude de la diffusion du deuton par un noyau-cible lourd (A>64) nous allons admettre tout simplement l'égalité approximative

$$\sigma_{prod} \approx \sigma_{d.t} \approx \frac{1}{2}\sigma_T \qquad (4.2.7)$$

b) Comme il a été signalé dans le paragraphe précédent, la section efficace de la désintégration cohérente est petite. Elle est négligeable par rapport à $\sigma_{d.t.}$. En plus de cela, elle décroît lorsque A augmente. Aussi, pour de grandes valeurs de A(A>64), nous allons tout simplement négliger $\sigma_{d.c.}$ par rapport à $\sigma_{d.t.}$

c) Le calcul exact de la section efficace σ_{inc} de la diffusion incohérente est beaucoup plus difficile que dans le cas des autres sections efficaces. Les valeurs de σ_{inc} obtenues pour les noyaux-cibles légers montrent déjà un début de croissance avec l'augmentation de A. Pour A=9 la section efficace σ_{inc} j est déjà plus importante que $\sigma_{d.t.}$.

d) Les valeurs exactes de la section efficace $\sigma_{d.inc}$ de la désintégration incohérente montrent que celle-ci est la plus importante de toutes les diffusions quasi-élastiques deuton-noyau. La section efficace $\sigma_{d.inc}$ est beaucoup plus grande que chacune des sections efficaces $\sigma_{d.c.}$ et σ_{inc}.

Pour les noyaux-cibles lourds nous allons évaluer la section efficace σ_{inc} à l'aide de l'approximation du projectile rigide déduite de la théorie de Glauber dans le Chapitre III. Dans notre cas, cette approximation consiste à négliger dans l'amplitude de la diffusion incohérente deuton-noyau, la contribution des collisions pendant lesquelles le deuton excité (désintégré) par un nucléon du noyau-cible est ramené dans son état fondamental par un autre nucléon. L'amplitude de la diffusion incohérente est donc égale à

$$F_{ooti}(\bar{q}) = \frac{ik_{DA}}{2\pi} \int e^{i\bar{q}\bar{b}} \langle \Psi_t | \left\{ 1 - \prod_{j=1}^{A} \left[1 - \langle \varphi_o | \Gamma_{jD}(\bar{b}+\bar{x},\bar{s}) | \varphi_o \rangle \right] \right\} | \Psi_i \rangle d^2b \qquad (4.2.8)$$

où $\Gamma_{jD}(\bar{b}+\bar{x},\bar{s})$ est la fonction de profil de la diffusion du deuton par le nucléon j du noyau-cible. Lorsque A prend une grande valeur, à l'aide de la relation de fermeture nous obtenons :

$$\sigma_{inc} = \sigma_T' - \sigma_{el}' - \int d^2b \left\{ 1 - e^{-\mathcal{T}(\bar{b})} \right\} \qquad (4.2.9)$$

$$\sigma_T' = 2R_e \int d^2b \left\{ 1 - e^{-\tau(\bar{b})} \right\} \qquad (4.2.9a)$$

$$\sigma_{el}' = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2q \; e^{\frac{a_o q^2}{2A}} \left| \int d^2b \; e^{-i\bar{q}\bar{b}} \left\{ 1 - e^{-\tau(\bar{b})} \right\} \right|^2 \qquad (4.2.10a)$$

$$\frac{1}{A}\mathcal{T}(\bar{b}) = 2Re \int \rho(\bar{x}) \langle \varphi_o | \Gamma_{jD}(\bar{b}+\bar{x},\bar{s}) | \varphi_o \rangle d^3x - \int \rho(\bar{x}) | \langle \varphi_o | \Gamma_{JD}(\bar{b}+\bar{x},\bar{s}) | \varphi_o \rangle |^2 d^3x \qquad (4.2.10b)$$

$$\tau(\bar{b}) = A \int \rho(\bar{x}) \langle \varphi_o | T_{JD}(\bar{b}+\bar{x}, \bar{s}) | \varphi_o \rangle d^3x \qquad (4.2.10c)$$

Il a été montré dans le chapitre III que l'approximation du projectile rigide permet de calculer les sections efficaces totales $\sigma_T^{(D,A)}$ et les sections efficaces intégrales $\sigma_{el}^{(D,A)}$ avec une précision d'environ 2 % pour les noyaux-cibles légers et lourds (A>4). Pour des raisons déjà signalées à la fin du paragraphe précédent, nous pouvons admettre aussi qu'il est peu probable que le deuton virtuellement désintégré dans le noyau cible puisse se retrouver dans l'état lié à la fin de la collision. Nous supposons donc que la section efficace de la diffusion incohérente, à la fin de laquelle le deuton doit se retrouver dans l'état fondamental, puisse être aussi évaluée à l'aide de l'approximation du projectile rigide, avec une bonne précision dans le cas de la collision deuton-noyau lourd.

Les résultats des calculs approximatifs sont aussi montrés sur la table 11. La section efficace σ_{inc} continue à croître dans la région des noyaux moyens et lourds. Les valeurs calculées pour σ_{inc} nous permettent d'évaluer la section efficace de la désintégration incohérente à l'aide de la relation (4.2.4.). Nous voyons sur la table 11 que :

a) la section efficace $\sigma_{d.inc.}$ croît vite avec l'augmentation de A. Elle est d'environ 2.5. fois plus grande que σ_{inc} qui, à son tour, est beaucoup plus importante que $d_{d.c.}$;

b) cette désintégration incohérente, ignorée dans le modèle du noyau opaque reste, même dans la région des grandes valeurs de A, la plus importante de toutes les collisions quasi-élastiques deuton-noyau.

Nous avons enfin deux informations importantes pour le stripping du proton.

a) compte tenu des valeurs obtenues ici pour $\sigma_{d.inc}$ la désintégration incohérente nucléaire ne doit pas être ignorée pendant l'étude du stripping du proton.

b) la désintégration incohérente nucléaire est d'une importance comparable à celle de la désintégration coulombienne que Fäldt (10) a calculée. Donc une comparaison correcte des données théoriques et expérimentales sur le stripping du proton ne peut être faite si la désintégration incohérente du deuton est ignorée pendant les calculs.

3. CONCLUSION

Il ne nous reste plus qu'à rappeler les conclusions les plus importantes que nous venons de faire au cours de notre étude.

1 - En contradiction avec les prédictions du modèle du noyau opaque et les résultats d'autres calculs approximatifs (8,10), la section efficace de la désintégration cohérente décroît avec l'augmentation de A. Elle est aussi peu sensible à la contribution des excitations virtuelles du noyau pendant sa double collision par tous les deux nucléons du deuton. Aussi, pour la calculer approximativement, la contribution $\sigma_{d.C.}^{(e.v.)}$ peut

être négligée. Mais alors il est nécessaire que l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau utilisée soit correcte même au-delà du pic diffractionnel.

2 - La section efficace de la diffusion incohérente croît avec A. Elle est beaucoup plus grande que la section efficace de la désintégration cohérente.

3 - La désintégration incohérente est la plus importante de toutes les collisions quasi-élastiques. Sa section efficace est environ 2.5 fois plus grande que la section efficace de la diffusion incohérente. Elle est responsable de la quasi-totalité de la section efficace de la désintégration nucléaire du deuton surtout lorsque le noyau-cible est lourd. Elle est comparable à la section efficace de la désintégration du deuton dans le champ coulombien par Fäldt (10). Aussi elle ne doit pas être ignorée pendant l'étude correcte du problème du stripping du proton.

4 - Nous pouvons enfin affirmer que, pendant la diffusion deuton-noyau, parmi les collisions quasi-élastiques, celles qui sont accompagnées de l'excitation des deux noyaux sont les plus probables. Si, pendant la collision quasi-élastique, un seul noyau s'excite, c'est plus probable que ce soit le noyau lourd.

Rappelons, pour terminer, que l'approximation du projectile rigide employée dans l'évaluation de σ_{inc} ne peut sensiblement affecter les conclusions faites ci-dessus.

CHAPITRE V

LA DIFFUSION QUASI-ÉLASTIQUE DEUTON-DEUTON ET LE SPIN DU DEUTON.

I. INTRODUCTION.

La diffusion deuton-deuton a été étudiée à plusieurs reprises à l'aide de la théorie de la collision multiple de Glauber (9). Franco (11) a montré qu'après le pic diffractionnel, la courbe de la section efficace différentielle de la diffusion élastique passe par un creux profond. Alberi, Bertocchi et Bialkowski (24) affirment que la déformation quadrupolaire du deuton, négligée dans les calculs de Franco, permet de remplir le creux presque totalement. Les données expérimentales (30) montrent qu'effectivement le minimum diffractionnel est absent dans la courbe de la section efficace différentielle de la diffusion deuton-deuton.

La diffusion quasi-élastique (avec la désintégration du deuton-cible) a été également étudiée (chapitre I). Les calculs, pendant lesquels le spin du deuton a été négligé, ont montré que la section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique deuton-deuton passe aussi par une dépression. Alors il est intéressant de savoir comment cette section efficace différentielle varie-t-elle lorsque le spin du deuton est pris en considération. Nous allons donc étudier d'abord l'influence de la déformation quadrupolaire du deuton sur la section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique. Ensuite, nous allons examiner la diffusion quasi-élastique d'un deuton-projectile polarisé par un deuton-cible non polarisé mais qui peut se trouver dans n'importe quel état (fondamental ou désintégré) à la fin de la collision. Ceci nous permet naturellement d'étudier les effets de l'orientation du spin du deuton-projectile.

2. LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE DE LA DIFFUSION QUASI-ELASTIQUE DEUTON-DEUTON.

L'amplitude de la diffusion deuton-deuton au cours de laquelle un deuton (la cible) passe de l'état fondamental $|0J_o m_o>$ à l'état $|f\, j_f m_f>$ tandis que le second deuton (le projectile garde son état fondamental $|i\, J_i m_i>$ est égal à :

$$F_{fo}(q) = <m_f J_f f, m_i' J_i i \left| \hat{F} \right| i J_i m_i, o j_o m_o> \qquad (5.2.1)$$

où l'opérateur de Glauber

$$\hat{F} = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\bar{q}\bar{b}} \left\{ 1 - \prod_{j=1}^{2} \prod_{\ell=1}^{2} \left[1 - \Gamma_{j1}(\bar{b} - \bar{s}_1 + \bar{x}_j) \right] \right\} d^2 b \qquad (5.2.2)$$

Dans la formule (5.2.1) J et m représentent respectivement la spin du deuton et sa projection sur l'axe de quantisation (axe Z). Nous n'allons pas tenir compte de spins et des isospins des nucléons séparément. La section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique après laquelle le deuton-cible peut se trouver à n'importe quel état est égal à :

$$(d\sigma/d\Omega)_d = \frac{1}{9} \sum_{m_i, m_i', m_o} \langle m_o J_o \; o | \langle m_i J_i \, i | \hat{F} | i J_i m_i' \rangle^{+} \langle m_i' J_i \, i | \hat{F} | i J_i m_i \rangle | o J_o m_o \rangle \qquad (5.2.3)$$

On sait bien que l'opérateur de Glauber (5.2.2) peut être présenté comme une somme d'opérateurs :

$$\hat{F} = \hat{F}_1 - \hat{F}_2 + \hat{F}_3 + \hat{F}_4$$

où chaque $\hat{F}_n$ est responsable de n collisions élémentaires.

Dans ce cas la section efficace différentielle est égale à :

$$(d\sigma/d\Delta)_d = f_{11}(\bar{q}) - f_{12}(\bar{q}) + f_{13}(\bar{q}) - f_{14}(\bar{q}) + f_{22}(\bar{q}) - f_{23}(\bar{q}) + f_{24}(\bar{q}) + f_{33}(\bar{q}) - f_{34}(\bar{q}) + f_{44}(\bar{q}). \qquad (5.2.5)$$

$$F_{11}(\bar{q}) = \frac{1}{9}\sum_{m_o,m_i,m_i'} < m_o J_o\, o|\langle m_i J_i i|F_1|iJ_1 m_i'\rangle^{+}\langle m_i' J_i i|F_1|iJ_i m_i\rangle|0J_o m_o>$$

$$= \frac{8k^2}{k_{j1}}|f_{j1}(\bar{q})|^2(1+\frac{1}{3}\sum_{m_o} S_{m_o m_o}(\bar{q}))\ \frac{1}{3}\sum_{m_i,m_i'} S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q})S_{m_i' m_i}(\tfrac{1}{2}\bar{q})$$

(5.2.6)

$$F_{12}(\bar{q}) = \mathrm{Re}\,\frac{2}{9}\sum_{m_o,m_i,m_i'} \langle m_o J_o 0|\langle m_i J_i i|\hat{F}_2|iJ_i m_i'\rangle^{+}\langle m_i' J_i i|\hat{F}_1|iJ_i m_i\rangle|0J_o m_o>$$

$$= \mathrm{Re}^{-}\frac{8k^2}{(2\pi i)\,k_{j1}^3}\ \frac{1}{9}\sum_{m_o,m_i,m_i'}\Big\{S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}q)(1+S_{m_o m_o}(\bar{q}))f_{j1}(\bar{q})\int d^2\delta S_{m_i' m_i}(\bar{\delta})D^{*}(\bar{q},\bar{\delta})$$

$$+ S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q})S_{m_i' m_i}(\tfrac{1}{2}\bar{q})f_{j1}(\bar{q})\int d^2\delta\, D^{*}(\bar{q},\bar{\delta})\Big[S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}-\bar{\delta})+S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta})\Big]$$

$$+ S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q})f_{j1}(\bar{q})\int S_{m_i' m_i}(\bar{\delta})D^{*}(\bar{q},\bar{\delta})\Big[S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}-\delta)+S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\bar{\delta})\Big]d^2\delta\Big\}$$

(5.2.7)

$$F_{13}(\bar{q}) = \frac{2\,\mathrm{Re}}{9}\sum_{m_o,m_i,m_i'} \langle m_o J_o 0|\langle m_i J_i i|\hat{F}_3|iJ_i m_i'\rangle^{+}\langle m_i' J_i i|\hat{F}_1|iJ_i m_i\rangle|oJ_o m_o>$$

$$= \mathrm{Re}\,\frac{16\,k^2}{(2\pi i)^2 k_{j1}^4}\ f_{j1}(q)\ \frac{1}{9}\sum_{m_o,m_i,m_i'} S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q})\int d^2q_1\, d^2q_2 S_{m_i' m_i}(\bar{q}_2)T_{j1}(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q})\ x$$

$$\Big[S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}-\bar{q}_1)+S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+q_1)\Big]$$

(5.2.8)

$$F_{14}(\bar{q}) = \frac{2\,\mathrm{Re}}{9}\sum_{m_o,m_i,m_i'} \langle m_o J_o 0|\langle m_i J_i i|\hat{F}_4|iJ_i m_i'\rangle\langle m'_i J_i i|\hat{F}_1|iJ_i m_i\rangle|0J_o m_o>$$

$$= -\frac{4k^2}{(2\pi i k_{j1})^3 k_{j1}^2} \frac{1}{9} \sum_{m_o,m_i,m_i'} S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) f_{j1}(\bar{q}) \; d^2q_1 \, d^2q_2 \, dq_3 \, S_{m_i' m_i}(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}_3,\bar{q}) \; x$$

$$\left[S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q} + q_1) + S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2} q - q_1)\right]$$

(5.2.9)

$$F_{22}(\bar{q}) = \frac{1}{9} \sum_{m_o,m_i,m_i'} \langle m_o J_o 0 | \langle m_i J_i i | \hat{F}_2 | i J_i m_i' \rangle^+ \langle m_i' J_i i | \hat{F}_2 | i J_i m_i \rangle | 0 J_o m_o \rangle$$

$$= \frac{2k^2}{(2\pi)^2 k_{j1}^4} \frac{1}{9} \sum_{m_o,m_i,m_i'} \Big\{ (1 + S_{m_o m_o}(\bar{q})) \int S_{m_i m_i'}(\delta_1) S_{m_i' m_i}(\delta_2) D(\bar{q},\bar{\delta}_1) D^*(\bar{q},\bar{\delta}_2) d^2\delta_1 d^2\delta_2$$

$$+ 2\mathrm{Re}\, S_{m_i' m_i}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) \int S_{m_i m_i'}(\delta_1) D(\bar{q},\delta_1) D^*(\bar{q},\bar{\delta}_2) \left[S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q} - \bar{\delta}_2) + S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q} + \delta_2)\right] d^2\delta_1 d^2\delta_2$$

$$+ 2\mathrm{Re}\, S_{m_i m_i}(\delta_1) S_{m_i' m_i}(\delta_2) D(\bar{q},\delta_2) D^*(\bar{q},\bar{\delta}_2) S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q} - \bar{\delta}_2) + S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q} + \bar{\delta}_2) \; d^2\delta_1 \, d^2\delta_2$$

$$+ 2 S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) S_{m_i' m_i}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) D(\bar{q},\bar{\delta}_1) D^*(\bar{q},\bar{\delta}_2) S_{m_o m_o}(\bar{\delta}_1 - \bar{\delta}_2) \, d^2\delta_1 \, d^2\delta_2$$

$$+ 2 \int S_{m_i, m_i'}(\delta_1) S_{m_i', m_i}(\bar{\delta}_2) D(\bar{q},\bar{\delta}_1) D^*(\bar{q},\bar{\delta}_2) S_{m_o m_o}(\bar{\delta}_1 - \bar{\delta}_2) \, d^2\delta_1 \, d^2\delta_2$$

$$+ 4\mathrm{Re} \int S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) S_{m_i m_i'}(\bar{\delta}_2) D(\bar{q},\bar{\delta}_1) D^*(\bar{q},\delta_2) S_{m_o m_o}(\delta_1 - \delta_2) d^2\delta_1 \, d^2\delta_2 \Big\}$$

$$F_{23}(\bar{q}) = \frac{2\,\mathrm{Re}}{9} \sum_{m_o,m_i,m_i'} \langle m_o J_o 0 | \langle m_i J_i i | \hat{F}_3 | i J_i m_i' \rangle^+ \langle m_i' J_i i | \hat{F}_2 | i J_i m_i \rangle | 0 J_o m_o \rangle =$$

$$= \sum_{m_o,m_i,m_i'} \mathrm{Re} \frac{1}{(2\pi i)} \frac{8k^2}{9k^5 k_{j1}} \Big\{ \int S_{m_i m_i'}(\bar{\delta}) S_{m_i' m_i}(q_2) D(\bar{q},\bar{\delta}) T^*(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}) \Big[S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q} + \bar{q}_1) +$$

$$S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q} - \bar{q}_1)\Big] \, d^2\delta \; q^2 d_1 \, d^2 q_2$$

$$+ S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}\bar{q}) \int S_{m_2' m_2}(\bar{q}_2) D(\bar{q},\bar{\delta}) T^*(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}) \left[S_{m_o m_o}(\bar{q}_1+\bar{\delta}) + S_{m_o m_o}(\bar{q}_1-\bar{\delta}) \right] d^2q_1\, d^2q_2\, d^2\delta$$

$$+ \int S_{m_i m_i'}(\delta) S_{m_i' m_i}(q_2) D(\bar{q},\bar{\delta}) T^*(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}) \left[S_{m_o m_o}(\bar{q}_1+\bar{\delta}) + S_{m_o m_o}(\bar{q}_1-\bar{\delta}) \right] d^2q_1\, d^2q_2\, d^2\delta \Big\}$$

(5.2.11)

$$F_{24}(\bar{q}) = \frac{2\mathrm{Re}}{9} \sum_{m_o, m_i, m_i'} \langle m_o J_o 0 | \langle m_i J_i i | \hat{F}_4 | i J_i m_i' \rangle^+ \langle m_i' J_i i | \hat{F}_2 | i J_i m_i \rangle | 0 J_o m_o \rangle$$

$$= -\sum_{m_o, m_i, m_i'} \mathrm{Re}\, \frac{2}{(2\pi i)^4} \frac{k^2}{9k^6_{j1}} \Big\{ \int S_{m_i m_i'}(\bar{\delta}) S_{m_i' m_i}(q_2) D(\bar{q},\bar{\delta}) Q^*(\bar{q},\bar{q},\bar{q},\bar{q}) \Big[S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}-q_1) +$$

$$S_{m_o m_o}(\tfrac{1}{2}\bar{q}+\bar{q}_1) \Big] x\, d^2\delta\, d^2q_1\, d^2q_2\, d^2q_3$$

$$+ 2S_{m_i m_i'}(\tfrac{1}{2}q) \int S_{m_i' m_i}(q_2) D(\bar{q},\bar{\delta}) Q^*(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}_3,\bar{q}) S_{m_o m_o}(\bar{q}_1-\bar{\delta})\, d^2\delta\, d^2q_1\, d^2q_2\, d^2q_2\, d^2q_3$$

$$+ 2\int S_{m_i m_i'}(\bar{\delta}) S_{m_i' m_i}(q_2) D(\bar{q},\bar{\delta}) Q^*(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}_3,\bar{q}) S_{m_o m_o}(\bar{q}_1-\bar{\delta})\, d^2\delta\, d^2q_1\, d^2q_2\, d^2q_3$$

(5.2.12)

$$F_{33}(\bar{q}) = \frac{1}{9} \sum_{m_o, m_i, m_i'} \langle m_o J_o 0 | \langle m_i J_i i | \hat{F}_3 | i J_i m_i' \rangle^+ \langle m_i' J_i i | \hat{F}_3 | i J_i m_i \rangle | 0 J_o m_o \rangle$$

$$= \sum_{m_o, m_i, m_i'} \frac{8}{(2\pi)^4} \frac{k^2}{9k^6_{j1}} \int S_{m_i' m_i}(q_2) S_{m_i' m_i}(\delta_2) T(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}) T^*(\bar{\delta}_1\, \bar{\delta}_2,\bar{q}) \Big[S_{m_o m_o}(\bar{q}_1+\bar{\delta}_1) *$$

$$S_{m_o m_o}(\bar{q}_1-\bar{\delta}_1) \Big] x\, d^2q_1\, d^2q_2\, d^2\delta_1\, d^2\delta_2$$

(5.2.13)

$$F_{34}(\bar{q}) = \frac{2\ \mathrm{Re}}{9} \sum_{m_o, m_i, m_i'} \langle m_o J_o 0 | \langle m_i J_i i | \hat{F}_4 | i J_i m_i' \rangle^+ \langle m_i' J_i i | \hat{F}_3 | i J_i m_i \rangle | 0 J_o m_o \rangle$$

$$= -\sum_{m_o, m_i, m_i'} \mathrm{Re}\, \frac{4}{(2\pi i)^5} \frac{k^2}{9k^7_{j1}} \int S_{m_i m_i'}(\bar{q}_2) S_{m_i' m_i}(\bar{\delta}_2) T(\bar{q}_1,\bar{q}_2,\bar{q}) Q^*(\bar{\delta}_1,\bar{\delta}_2,\bar{\delta}_3,\bar{q})\ x$$

$$\Big[S_{m_o m_o}(\bar{q}_1-\bar{\delta}_1) + S_{m_o m_o} \Big](\bar{q}_1+\bar{\delta}_1) d^2q_1 d^2q_2\, d^2\delta_1\, d^2\delta_2\, d^2\delta_3$$

(5.2.14)

$$F_{44}(\bar{q}) = \frac{1}{9} \sum_{m_o, m_i, m_i'} \langle m_o j_o 0 | \langle m_i J_i i | \hat{F}_4 | i J_i m_i' \rangle^{+} \langle m'_i J_i i | \hat{F}_4 | i J_i m_i \rangle | 0 J_o m_o \rangle$$

$$= \sum_{m_o, m_i, m_i'} \frac{2}{(2\pi)^6} \frac{k^2}{9 k_{j1}^8} \int S_{m_i m_i'}(\bar{q}_2) S_{m_i' m_i}(\bar{\delta}_2) Q(\bar{q}_1, \bar{q}_2, \bar{q}_3, \bar{q}) Q^*(\bar{\delta}_1, \bar{\delta}_2, \bar{\delta}_3, \bar{q}) S_{m_o m_o'}(q - \delta_1)$$

$$\times d^2\delta_1 d^2\delta_2 d^2\delta_3 d^2 q_1 d^2 q_2 d^2 q_3 \qquad (5.2.16)$$

Dans ces formules,

$$D(\bar{q}, \bar{\delta}) = f_{j1}(\tfrac{1}{2}\bar{q} - \bar{\delta}) f_{j1}(\tfrac{1}{2}\bar{q} + \bar{\delta}) \qquad (5.2.17)$$

$$T(q_1, q_2, q) = f_{j1}(\tfrac{1}{2}\bar{q} - \bar{q}_1) f_{j1}(\bar{q}_1 + \bar{q}_2) f_{j1}(\tfrac{1}{2}\bar{q} - \bar{q}_2) \qquad (5.2.18)$$

$$Q(q_1, q_2, q_3, q) = f_{j1}(\tfrac{1}{2}\bar{q} + \bar{q}_1 + \bar{q}_3) f_{j1}(-\bar{q}_3) f_{j1}(\bar{q}_2 - \bar{q}_1 - \bar{q}_3) f_{j1}(\tfrac{1}{2}\bar{q} - \bar{q}_2 + \bar{q}_3) \qquad (5.2.19)$$

L'amplitude de la diffusion élastique nucléon-nucléon est égale à :

$$f_{j1}(\bar{q}) = \frac{i k_{j1} \sigma_t (1 - i\rho)}{4\pi} e^{-\frac{\beta}{2} q^2} \qquad (5.2.20)$$

Les paramètres ont les mêmes significations physiques que dans les chapitres précédents. Le terme $S_{m_f m_a}(q)$ est égal à :

$$S_{m_f m_a}(\bar{q}) = \langle m_f J_f b | e^{-i\bar{q}\bar{\tau}} | a J_a m_a \rangle \qquad (5.2.21)$$

où

$$| a J_a m_a \rangle \equiv \Psi_a(\bar{\tau}, \sigma_{1a}, \sigma_{2a}) \chi_{J_a m_a} \qquad (5.2.22)$$

Dans l'équation (5.2.22) $\Psi_a(\bar{\tau}, \bar{\sigma}_{1a}, \bar{\sigma}_{2a})$ est un opérateur tensoriel égal à :

$$\Psi_a(\bar{\tau}, \bar{\sigma}_{1a}, \bar{\sigma}_{2a}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{\tau} \left\{ u(\tau) + \frac{S_{12}}{\sqrt{8}} w(\tau) \right\} \qquad (5.2.23)$$

où

$$S_{12} = \left[\frac{3}{\tau^2}(\bar{\sigma}_{1a}\bar{\tau})(\bar{\sigma}_{2a}\ \bar{\tau}) - (\bar{\sigma}_{1a},\bar{\sigma}_{2a})\right] \qquad (5.2.23a)$$

On sait bien que (31)

$$\int \Psi_a^*(\bar{\tau},\bar{\sigma}_{1a},\bar{\sigma}_{2a})\ e^{-i\bar{q}\bar{\tau}}\ \Psi_a(\bar{\tau},\bar{\sigma}_{1a},\bar{\sigma}_{2a})d^3\tau = S_o(q) - S_2(q)\left[3(\hat{J}_a\hat{q})^2 - 2\right] \qquad (5.2.24)$$

où $\hat{J}_a$ est l'opérateur du spin J_a du deuton et $\hat{q}$ est le vecteur-unité dans la direction de l'impulsion transférée supposée parallèle à l'axe z.

$$S_o(q) = \int_o^\infty \left[u^2(\tau)+w^2(\tau)\right]\ j_o(q\tau)d\tau \qquad (5.2.25)$$

$$S_2(q) = \sqrt{2}\int_o^\infty w(\tau)\left[u(\tau) - \frac{w(\tau)}{\sqrt{8}}\ j_2\right](q\tau)d\tau \qquad (5.2.26)$$

3. LES CALCULS ET LES RESULTATS.

a) le cas des deutons non-polarisés.

Pour obtenir l'expression de la section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique des deutons par des deutons, nous devons faire la somme sur m_i , m_i' et m_o dans la formule (5.2.5). Nous obtenons :

$$\frac{1}{3}\sum_{m_o} S_{m_o m_o}(\bar{\delta}) = S_o(\delta) \qquad (5.2.27)$$

et

$$\frac{1}{3}\sum_{m_i,m_i'} S_{m_i m_i'}(\bar{\delta}_\kappa) S_{m_i' m_i}(\bar{\delta}_\ell) = \Big\{ S_o(\delta_\kappa)S_o(S_\ell) + S_2(\delta_\kappa)S_2(\delta_\ell)\left[2 - 3\hat{\delta}_{\kappa z}^2 - 3\hat{\delta}_{\kappa z}^2 + 6\hat{\delta}_{\ell z}^2\ \hat{\delta}_{\ell z}^2 + 6\hat{\delta}_{\kappa z}\ \hat{\delta}_{\kappa x}\ \hat{\delta}_{\ell z}\ \hat{\delta}_{\ell x}\right] \qquad (5.2.28)$$

Dans les calculs nous allons supposer comme dans l'article (24) que

$$S_o(\delta) = \sum_i A_i e^{-\alpha_i \delta^2} \qquad (5.2.29)$$

$$S_2(\delta)=\delta^2 \sum_i B_i e^{-\gamma_i \delta^2} \qquad (5.2.30)$$

Les valeurs des paramètres sont :

$A_1 = -0.03799$;	$A_2 = 0.3384$;	$A_3 = 0.6952$;
$\alpha_1 = 1.871$;	$\alpha_2 = 12.33$;	$\alpha_3 = 64.59$;
$B_1 = 2.518$;	$B_2 = 2.034$;	$B_3 = 0.3956$;
$\gamma_1 = 79.13$;	$\gamma_2 = 20.58$;	$\gamma_3 = 5.575$;

Les valeurs des paramètres α , β et B sont données en $(Gev/c)^2$. Le facteur de normalisation pour l'état $^3D_1$ est de 7 %.

Maintenant, les intégrales dans les formules (5.2.6) - (5.2.16) peuvent être calculées et l'expression analytique de la section efficace différentielle est donnée dans l'appendice A. Les paramètres de la diffusion élastique nucléon-nucléon

$$\sigma_t=44mb, \quad = \frac{Re\, f_e(o)}{Jmf_{j1}(o)} = -0.33 \text{ et } \beta=0.207f^2$$

correspondent à leur valeur expérimentale à 2 - 3 Gev/c (22). Les résultats des calculs sont donnés sur la figure 8. La courbe I qui montre une dépression est calculée en l'absence du facteur de forme quadrupolaire du deuton. Nous voyons sur la courbe II que cette dépression est totalement remplie lorsque le facteur de forme quadrupolaire du deuton est pris en considération. La courbe II calculée en tenant compte du facteur quadrupolaire du deuton est environ deux fois plus élevée que la courbe I dans la région où celle-ci passe par un minimum. L'effet de l'état $^3D_1$ peut donc être découvert à l'étude expérimentale.

b) Le cas où le projectile polarisé est diffusé par une cible non polarisée qui peut se désintégrer.

Dans ce cas nous allons fixer $m_i (m_i=0,\pm1)$ et faire la somme sur m_o et m_i' dans la formule de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Omega)d$. Il est facile de trouver que

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{m_i-} S_{m_i m_i}(\bar{\delta}_K) S_{m_i' m_i}(\delta_\ell) = \frac{1}{\sqrt{3}} \Big\{ S_o(\delta_K) S_o(\delta_\ell) + S_o(\delta_K) S_2(\delta_\ell)(y_{11}+y_{12}\hat{\delta}^2_{\ell z}) +$$

$$S_2(\delta_K) S_2(\delta_\ell) \left[y_6 + y_7 \hat{\delta}^2_{Kz} + y_8 \hat{\delta}^2_{\ell z} + y_9 \hat{\delta}^2_{Kz}\, \hat{\delta}^2_{\ell z} + y_{10} \hat{\delta}_{Kz} \hat{\delta}_{Kx} \hat{\delta}_{\ell z} \hat{\delta}_{\ell x} \right]$$

$$S_o(\delta_\ell) S_2(\delta_K)(y_{11}+y_{12}\hat{\delta}^2_{Kz}) \Big\}$$

Lorsque $m_i = \pm 1$

$y_6 = \frac{5}{2}$; $y_7 = -3$; $y_8 = -3$; $y_9 = 9/2$; $y_{10} = 9/2$; $y_{11} = 1/2$; $y_{12} = 3/2$:

Lorsque $m_i = o$

$y_6 = 1$; $y_7 = -3$; $y_8 = -3$; $y_9 = 9$; $y_{10} = 9$; $y_{10} = -1_{11}$; $y_{12} = 3$.

Les facteurs $S_0(\ )$ et $S(\ )$ sont paramétrisés comme dans les formules (5.2.29) et (5.2.30). L'expression analytique de la section efficace différentielle est aussi montrée dans l'appendice A. Les valeurs utilisées pour les paramètres de la diffusion élastique nucléon-nucléon sont les mêmes que dans le cas précédent.

Les résultats des calculs sont présentés sur la figure 9. Nous voyons que si le deuton incident se trouve dans un état "pur" (projection du spin sur l'axe de quantisation définie) la courbe de la section différentielle montre encore une dépression nette dont la position dépend de la projection du spin du deuton. Il n'est pas exclu que l'étude expérimentale de ces courbes réserve d'intéressantes surprises en ce qui concerne la vérification de l'extension de la théorie de Glauber au cas de la diffusion noyau-noyau.

CHAPITRE VI

CONCLUSION GÉNÉRALE.

Outre la diffusion élastique noyau-noyau qui a été examinée par d'autres auteurs, nous avons analysé ici la diffusion quasi-élastique aussi. Nous pouvons faire maintenant les conclusion suivantes.

1 - Comme dans le cas de la diffusion élastique, la courbe de la section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique deuton-deuton (pendant laquelle la cible se désintègre ou non) possède aussi une dépression nette lorsque la déformation quadrupolaire du deuton est négligée. Mais lorsque le spin du deuton est pris en considération, la dépression disparaît totalement. Dans la région de la dépression, la valeur de la section efficace différentielle augmente de deux fois environ. Aussi l'effet de la déformation quadrupolaire sur la section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique deuton-deuton peut être facilement découvert à l'étude expérimentale.

2 - Nous avons obtenu les courbes de la distribution angulaire des deutons polarisés, diffusés par les deutons non-polarisés mais peuvent se trouver dans n'importe quel état après les collisions. Il n'est pas exclu que l'étude expérimentale de ces courbes réserve d'intéressantes surprises en ce qui concerne la vérification de l'extension de la théorie de Glauber au cas de la diffusion noyau-noyau.

3 - Nous avons montré que la section efficace différentielle de la collision du deuton (projectile) par l'hélium (cible) après laquelle la cible peut se trouver dans n'importe quel état tandis que le projectile conserve son état fondamental ne possède pas de minimum. Elle a la même structure que dans le cas de la diffusion proton-hélium. Mais au contraire, si c'est la cible qui reste dans son état fondamental alors que le projectile abandonne ou non le sien, la section efficace différentielle possède des minima et des maxima bien nets.

4 - Pendant la diffusion deuton-noyau, les collisions au cours desquelles le noyau, excité par un nucléon du deuton, est ramené dans son état fondamental par l'autre, sont très peu importantes. Leur contribution à la section efficace totale $\sigma_T^{(D,A)}$ de la diffusion deuton-noyau est négligeable (moins de 2 % de la section efficace totale). La contribution de ces collisions à la section efficace intégrale $\sigma_{el}^{(D,A)}$ de la diffusion élastique est également négligeable.

5 - Les collisions pendant lesquelles le deuton, désintégré par un nucléon du noyau, est ramené dans son état fondamental par un autre nucléon, sont aussi peu importantes. La contribution de cette désintégration virtuelle du deuton aux diffusions cohérentes (celles qui laissent le noyau dans l'état fondamental) est négligeable.

6 - Lorsque cette désintégration virtuelle du deuton est négligée, on peut déduire de la théorie de Glauber, des formules qui permettent de calculer facilement et avec une bonne précision, la section efficace totale et différentes sections efficaces intégrales de la diffusion deuton-noyau. Nous aboutissons ainsi au modèle du projectile (deuton) rigide proposé dans le chapitre III.

7 - Le modèle du projectile rigide est étendu au cas de la collision des noyaux plus lourds que le deuton. Dans ce cas, nous avons négligé la contribution des collisions pendant lesquelles le noyau le plus petit (projectile), excité par un nucléon du noyau le plus lourd, est ramené dans son état fondamental par un autre nucléon du même noyau le plus lourd. Plus le projectile est lourd, plus l'application du modèle du projectile rigide est justifiée.

8 - Le modèle du projectile rigide nous a permis de calculer la section efficace d'absorption des anti-deutons par les noyaux. Les résultats des calculs se trouvent en accord satisfaisant avec les données expérimentales.

9 - En contradiction avec les prédictions du modèle du noyau opaque et les résultats d'autres calculs approximatifs (8,10), la section efficace de la désintégration cohérente décroît avec l'augmentation du nombre de masse A du noyau en collision avec le deuton. Elle est aussi peu sensible à la contribution des excitations virtuelles du noyau pendant sa double collision par tous les deux nucléons du deuton. Aussi, pour la calculer approximativement, la contribution de $\sigma^{(e.v.)}_{d.c.}$ peut être négligée. Mais alors il est nécessaire que l'amplitude de la diffusion élastique nucléon-noyau utilisée pour les calculs soit correcte même au delà du pic diffractionnel.

10 - La section efficace de la diffusion incohérente croît avec A. Elle est beaucoup plus grande que la section efficace de la désintégration cohérente surtout dans la région des grandes valeurs de A.

11 - La désintégration incohérente est la plus importante de toutes les collisions quasi-élastiques. Sa section efficace est environ 2.5 fois plus grande que la section efficace de la diffusion incohérente. Elle est responsable de la quasi-totalité de la section efficace de la désintégration nucléaire du deuton surtout lorsque le noyau en collision avec le deuton est lourd. Elle est comparable à la section efficace de la désintégration du deuton dans le champ coulombien étudiée par Fäldt (10). Aussi, elle ne doit pas être ignorée pendant l'étude correcte du problème du stripping du proton.

12 - Nous pouvons enfin affirmer que, dans la diffusion deuton-noyau, parmi les collisions quasi-élastiques, celles qui sont accompagnées de l'excitation des deux noyaux sont les plus probables. Si, pendant la collision quasi-élastique, un seul noyau s'excite, c'est plus probable que ce soit le noyau le plus lourd.

REFERENCES.

1. R. SERBER, Phys. Rev. 72 (1947) 1008.
2. A.I. AKHIESER and A.G. SITENKO, Sci. Papers Kharkov University 64 (1955) 9; Phys. Rev. 106 (1957) 1236.
3. R.J. GLAUBER, Phys. Rev. 99 (1955) 1515.
4. E.L. FEINBERG, Zh. Eksper. Teor. Fiz. 29 (1955) 115; JETP 2 (1956) 58.
5. R. LANDER et al. Phys. Rev. 137 B 1228 (1965).
6. S.P. DENISOV et al. Nucl. Phys. B31 (1971) 253.
7. OF. NEMETS et al. Proc. International Symposium on Nuclear Structure, Dubna 1968.
8. G. FÄLDT and H. PILKÜHN, Ann. of Phys. 58 454 (1970).
9. R.J. GLAUBER "High Energy Collision Theory Publishers Inc., New York 1959 pp 315 - 414.
10. G. FÄLDT, Preprint, Harvard University, Lyman Lab. of Phys. 1970.
11. V. FRANCO, Phys. Rev. 175, 1376 (1968).
12. W. CZYZ and L.C. MAXIMON, Annals of Physics 52 59 (1969).
13. O. KOFOED-HANSON, Nuovo Cimento 60A 621 (1969).
14. J. FORMANEK, Nucl. Phys. B12 441 (1969).
15. J. PUMPLIN, Phys. Rev. 173 1951 (1968).
16. E.A. REMLER, Phys. Rev. 176 (1968) 2108.
17. D.R. HARRINGTON, Phys. Rev. 184 1745 (1969)
18. A.T. GOSHOW, P.J. ODDONE,M.T. BASIN, C.R. SUN, Phys. Rev. Lett. 23 990 (1969).
19. F. BINON et al. Phys. Lett. 31B 230 (1970)
20. G. BELLETTINI et al. Phys. Lett. 19 (1965) 341.
21. R.H. BASSEL and C. WILKIN, Phys. Rev. 174 1179 (1968).
22. Ces valeurs sont obtenues dans l'article (11) en faisant la moyenne sur les valeurs expérimentales des paramètres des collisions élastiques proton-proton et proton-neutron données dans les articles :

    D.V. BUGG et al. Phys. Rev. 146 980 (1966).
    L.M.C. DUTTON et al. Phys. Lett. 25B 245 (1967).
23. M. VERDE, Helv. Phys. 22 339 (1949).
24. G. ALBERI, L. BERTOCCHI and G. BIALKOWSKI, Nucl. Phys. BI7, 620 (1970).
25. C.N. BRESSEL, A.K. KERMAN and B. ROUBEN, Nucl. Phys. A124, 624 (1969).
26. M.J. MORAVCSIK, Nucl. Phys. 7 113 (1958).
27. J ENGLER et al. Phys. Lett. 28B 64 (1964).
28. A.Y. ABUL MAGD, Nucl. Phys. B8 638 (1968).
29. J.V. ALLABY et al. Yad. Fiz. 12 (1970) 538.
30. A.T. GOSHAW, P.J. ODDONNE, M.J. BAZIN, C.R. SUN, Phys. Rev. Lett. 25 249 (1970).
31. V. FRANCO and R.J. GLAUBER, Phys. Rev. Lett. 22 370 (1969).

32. V. FRANCO and R.J. GLAUBER, Phys. Rev. 142 1195 (1966).
33. L. ZAMICK, Ann. of Phys. 21 550 (1963).

APPENDICE A.

$$F_{11}(q) = 8k^2 |G_o|^2 Z_2(\tfrac{1}{2}q)\left[1 + S_o(\bar{q})\right] e^{-\beta q^2} \qquad (A.1)$$

$$F_{12}(\bar{q}) = Re\ \frac{8k^2}{(2\pi)} |G_o|^2 G_o\, e^{-\frac{3\beta}{4}q^2}\left\{R_{121} + R_{122} + R_{123}\right\}$$

où

$$R_{121} = (1 + S_o(\bar{q}))\sum_i \left\{A_i Z_1(\tfrac{1}{2}\bar{q}) J_o(\alpha_i + \beta, 0) - y_{40} B_i J_1(\gamma_i + \beta, 0) X(\tfrac{1}{2}\bar{q})\right\}$$

$$R_{122} = 2 Z_2(\tfrac{1}{2}q) \sum_j A_j e^{-\frac{\alpha_j}{4}q^2} J_o(\alpha_j + \beta, -\alpha_j)$$

$$R_{123} = 2 \sum_{i,j} A_j e^{-\frac{\alpha_j}{4}q^2}\left\{A_i Z_1(\tfrac{1}{2}\bar{q}) J_o(\alpha_j + \alpha_i + \beta, -\alpha_j) + B_i X(\tfrac{1}{2}\bar{q})\left[-y_5 J_1(\gamma_i + \beta + \alpha_j, -\alpha_j) + \tfrac{1}{q^2} y_4 J_{22}(\gamma_i + \alpha_j + \beta, 0)\right]\right\} \qquad (A.2)$$

$$F_{13}(q) = Re\ \frac{16k^2}{(2\pi)^2} |G_o|^2 G_o^{*2} e^{-\frac{3\beta}{4}q^2} \sum_{i,j} A_j e^{-\frac{\alpha_j}{4}q^2}\left\{Z_1(\tfrac{1}{2}\bar{q}) \times \left[N_o(\alpha_j + \beta, \alpha_i + \beta, \alpha_j + \beta/2, \beta/2, -\beta) + I_o(\alpha_j + \beta, \alpha_i + \beta, \beta/2 - \alpha_j, \beta/2, -\beta)\right]\right.$$

$$\left. + B_i X(\tfrac{1}{2}\bar{q})\left[-y_5\left(N_2(\alpha_j + \beta, \gamma_i + \beta, \alpha_j + \beta/2, \beta/2, -\beta) + N_2(\alpha_j + \beta, \gamma_i + \beta, \beta/2 - \alpha_j, \beta/2, \beta)\right)\right]\right.$$

$$+\frac{1}{q^2}y_4\left(N_{44}(\alpha_j+\beta,\gamma_i+\beta,\alpha_j+\beta/2,\beta/2,-\beta)+N_{44}(\alpha_j+\beta,\gamma_i+\beta,\alpha_j+\beta/2,\beta/2,-\beta)\right)\Big]\Big\}.$$

(A.3)

$$F_{14}(\bar{q})=Re\,\frac{4k^2}{(2\pi)^3}|G_0|^2G_0^{*3}\frac{\pi}{\beta}e^{-\frac{5\beta}{8}q^2}\sum_{i,j}\Big\{A_j e^{-\frac{\alpha_j}{4}q^2}J_0(\alpha_j+\beta/2,-\alpha_j)\cdot$$

$$\Big\{A_i Z_1(\tfrac{1}{2}\bar{q})J_0(\alpha_i+\beta,0)-y_{40}B_i X(\tfrac{1}{2}\bar{q})J_1(\gamma_i+\beta,0)\Big\}.$$

(A.4)

$$F_{22}(\bar{q})=\frac{2k^2}{(2\pi)^2}\Big\{R_{221}+R_{222}+R_{223}+R_{224}+R_{225}+R_{226}\Big\}|G_0|^4e^{-\frac{\beta}{2}q^2}$$

où

$$R_{221}=(1+S_0(\bar{q}))\sum_{i,\ell}\Big\{A_iA_\ell J_0(\alpha_i+\beta,0)J_0(\alpha_\ell+\beta,0)+y_{61}B_iB_\ell\times$$

$$J_1(\gamma_i+\beta,0)J_1(\gamma_\ell+\beta,0)-y_{62}\Big(B_iA_\ell J_0(\alpha_\ell+\beta,0)J_1(\gamma_i+\beta,0)+B_\ell A_i J_1(\gamma_\ell+\beta,0)J_0(\alpha_i+\beta,0)\Big)\Big\};$$

$$R_{222}=\sum_{i,j}A_j e^{-\frac{\alpha_j}{4}q^2}J_0(\alpha_j+\beta,-\alpha_j)\Big\{A_iZ_1(\tfrac{1}{2}\bar{q})J_0(\alpha_i+\beta,0)-$$

$$y_{40}B_iX(\tfrac{1}{2}q)J_1(\gamma_i+\beta,0)\Big\},$$

$$R_{223}=4\sum_{i,j,\ell}A_j e^{-\frac{\alpha_j}{4}q^2}\Big\{A_iA_\ell J_0(\alpha_\ell+\beta,0)J_0(\alpha_i+\alpha_j+\beta,-\alpha_j)+y_{67}B_iB_\ell\times$$

$$J_1(\gamma_\ell+\beta,0)J_1(\gamma_i+\alpha_j+\beta,-\alpha_j)-\frac{1}{q^2}y_{89}B_iB_\ell J_1(\gamma_\ell+\beta,0)J_{22}(\gamma_i+\alpha_j+\beta,-\alpha_j)$$

$$-B_\ell A_i y_{62}J_1(\gamma_\ell+\beta,0)J_0(\alpha_i+\alpha_j+\beta,-\alpha_j)+B_iA_\ell\Big(-y_{11}J_0(\alpha_\ell+\beta,0)\times$$

$$J_1(\gamma_i+\beta+\alpha_j,-\alpha_j)+\frac{1}{q^2}y_{12}J_0(\alpha_\ell+\beta,0)J_{22}(\gamma_i+\alpha_j+\beta,-\alpha_j)\Big)\Big\},$$

$$R_{224} = 2 Z_2\left(\tfrac{1}{2}\bar{q}\right) \sum_j A_j N_0(\alpha_j+\beta, \alpha_j+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) .$$

$$R_{225} = 2 \sum_{i,j,\ell} A_j \Big\{ A_i A_\ell N_0(\alpha_j+\alpha_i+\beta, \alpha_j+\alpha_\ell+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) + B_i B_\ell \Big[y_{678} N_{12}(\gamma_i+\beta+\alpha_j, \alpha_j+\gamma_\ell+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) + y_9/2 \; N_{55}(\alpha_j+\gamma_i+\beta, \alpha_j+\gamma_\ell+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) \Big]$$
$$- y_{62} \Big[N_2(\alpha_j+\alpha_i+\beta, \alpha_j+\gamma_\ell+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) A_j B_\ell + B_j A_\ell N_1(\alpha_j+\gamma_i+\beta, \alpha_j+\alpha_i+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) \Big] \Big\}$$

$$R_{226} = 4 \sum_{i,j} A_j \Big\{ A_i Z_1\left(\tfrac{1}{2}\bar{q}\right) N_0(\alpha_j+\beta, \alpha_j+\alpha_i+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) - y_{40} B_i X\left(\tfrac{1}{2}\bar{q}\right) N_2(\alpha_j+\beta, \alpha_j+\alpha_i+\beta, 0, 0, 2\alpha_j) \Big\} . \qquad (A.5)$$

$$\underset{\sim}{\Gamma}_{23}(\bar{q}) = Re \, \frac{8k^2}{(2\pi)^3} \Big\{ R_{231} + R_{232} + R_{233} \Big\} |G_0|^4 G_0^* \, e^{-\frac{\beta}{4} q^2}$$

où

$$R_{231} = \sum_{i,j,\ell} A_j \, e^{-\frac{\alpha_j}{4} q^2} \Big\{ A_i A_\ell J_0(\alpha_\ell+\beta, 0) \Big[N_0(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}+\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) + N_0(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}-\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) \Big] + B_i B_\ell J_1(\gamma_\ell+\beta, 0) \Big[y_{67} \Big(N_2(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}+\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) + N_2(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}-\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) \Big) - \frac{1}{q^2} y_{89} \Big(N_{33}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}+\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) + N_2(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}-\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) \Big) \Big] - y_{62} A_i B_\ell J_1(\gamma_\ell+\beta, 0) \Big[N_0(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}+\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) + N_0(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}-\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) \Big]$$
$$- B_i A_\ell J_0(\alpha_\ell+\beta, 0) \Big[y_{11} \Big(N_2(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}+\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) + N_0(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}-\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) \Big) - y_{12} \frac{1}{q^2} \Big(N_{33}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}+\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) + N_{33}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \tfrac{\beta}{2}-\alpha_j, \tfrac{\beta}{2}, -\beta) \Big) \Big] \Big\} ,$$

$$R_{232} = 2 \sum_{i,j} A_j \Big\{ A_i Z_1(\tfrac{1}{2}q) M_0(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \alpha_j+\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, 0, -\beta, 2\alpha_j, 0)$$

$$B_i X(\tfrac{1}{2}q)\Big(-y_5 M_2(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \alpha_j+\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, 0, -\beta, 2\alpha_j, 0) +$$

$$\frac{1}{q^2} y_4 M_{55}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \alpha_j+\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, 0, -\beta, 2\alpha_j, 0)\Big)\Big\},$$

$$R_{233} = \sum_{i,j,\ell} A_j \Big\{ A_i A_\ell \Big[M_0(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \alpha_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta) +$$

$$M_0(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \alpha_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big] + B_i B_\ell \Big[y_6 \Big(M_{23}(\alpha_j+\beta,$$

$$\gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta) + M_{23}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big)$$

$$-\frac{1}{q^2} y_7 \Big(M_{266}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta) + M_{266}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2},$$

$$-\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big) - \frac{1}{q^2} y_8 \Big(M_{355}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta)$$

$$+ M_{355}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big) + y_9/2 \Big(M_{99}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta,$$

$$\tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta) + M_{99}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big)\Big]$$

$$-B_i A_\ell \Big[y_{11} \Big(M_2(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \alpha_\ell+2\beta, \tfrac{5}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta) + M_2(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta,$$

$$\alpha_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big) - \frac{1}{q^2} y_{12} \Big(M_{55}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \alpha_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2},$$

$$-\beta, 2\beta, \beta) + M_{55}(\alpha_j+\beta, \gamma_i+\beta, \alpha_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta)\Big)\Big] -$$

$$B_\ell A_i \Big[y_{11} \Big(M_3(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\beta, -2\beta, -\beta) + M_3(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta,$$

$$\gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big) + \frac{1}{q^2} y_{12} \Big(M_{66}(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2},$$

$$-\beta, -2\beta, -\beta) + M_{66}(\alpha_j+\beta, \alpha_i+\beta, \gamma_\ell+2\beta, \tfrac{\beta}{2}, \tfrac{\beta}{2}, -\tfrac{\beta}{2}, -\beta, 2\beta, \beta)\Big)\Big]\Big\}. \qquad (A.6)$$

$$F_{24}(\bar{q}) = Re\,\frac{2k^2}{(2\pi)^4}|G_0|^4 G_0^{*2}\left\{R_{241}+R_{242}+R_{243}\right\}\frac{\pi}{2\beta}e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}$$

$$R_{241} = 2\sum_{i,j,\ell} A_j e^{-\frac{\alpha_j}{4}q^2} J_0\left(\alpha_j+\frac{\beta}{2},-\alpha_j\right)\Big\{A_i A_\ell J_0(\alpha_i+\beta,0)J_0(\alpha_\ell+\beta/2,0) +$$

$$B_i B_\ell Y_{61} J_1(\alpha_i+\beta,0)J_1(\alpha_\ell+\beta/2,0) - B_i A_\ell Y_{62} J_1(\gamma_i+\beta,0)J_0(\alpha_\ell+\beta/2,0) -$$

$$B_\ell A_i Y_{62} J_0(\alpha_i+\beta,0)J_1(\gamma_\ell+\beta/2,0)\Big\}$$

$$R_{242} = 2\sum_{i,j,\ell} A_j N_0(\alpha_j+\beta/2,\alpha_j+\beta,0,0,2\alpha_j)\Big\{A_i Z_1\left(\tfrac{1}{2}\bar{q}\right)J_0(\alpha_i+\beta/2,0)$$

$$- Y_{40} B_i X\left(\tfrac{1}{2}\bar{q}\right)J_1(\gamma_i+\beta/2,0)\Big\}$$

$$R_{243} = 2\sum_{i,j,\ell} A_j\Big\{A_i A_\ell J_0(\alpha_i+\beta/2,0)N_0(\alpha_j+\beta/2,\alpha_j+\alpha_\ell+\beta,0,0,2\alpha_j)$$

$$- Y_{62}\Big[B_i A_\ell J_1(\gamma_i+\beta/2,0)N_0(\alpha_j+\beta/2,\alpha_j+\alpha_\ell+\beta,0,0,2\alpha_j) + A_i B_\ell J_0(\alpha_i+\beta/2,0)$$

$$N_2(\alpha_j+\beta/2,\alpha_j+\gamma_\ell+\beta,0,0,2\alpha_j)\Big] + B_i B_\ell J_1(\gamma_i+\beta/2,0)N_2(\alpha_j+\beta/2,\gamma_\ell+\alpha_j+\beta,$$

$$0,0,2\alpha_j)Y_{61}\Big\} \qquad (A.7)$$

$$F_{33}(\bar{q}) = \frac{2k^2}{(2\pi)^3}\frac{1}{\beta}|G_0|^6\sum_{i,j,\ell} A_j\Big\{A_i A_\ell\Big[e^{-\frac{\beta}{2}q^2}M_0\left(\alpha_i+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_\ell+\tfrac{7\beta}{8},\right.$$

$$\left.\alpha_j+\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},-\tfrac{\beta}{4},-\tfrac{\beta}{2},-\tfrac{\beta}{2}\right) + e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}M_0\left(\alpha_i+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_\ell+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_j+\tfrac{\beta}{2},\right.$$

$$\left.\tfrac{\beta}{4},\tfrac{\beta}{4},0,\tfrac{\beta}{4},-\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2}\right)\Big] - A_\ell B_i\Big[Y_{11}\Big(M_1\left(\gamma_i+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_\ell+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_j+\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},\right.$$

$$\left.-\tfrac{\beta}{4},-\tfrac{\beta}{2},-\tfrac{\beta}{2}\right)e^{-\frac{\beta}{2}q^2} + M_1\left(\gamma_i+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_\ell+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_j+\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{4},\tfrac{\beta}{4},0,\tfrac{\beta}{4},-\tfrac{\beta}{2},\right.$$

$$\left.\tfrac{\beta}{2}\right)e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}\Big) - \frac{1}{q^2}Y_{12}\Big(M_{44}\left(\gamma_i+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_\ell+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_j+\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2},-\tfrac{\beta}{4},-\tfrac{\beta}{2},\right.$$

$$\left.-\tfrac{\beta}{2}\right)e^{-\frac{\beta}{2}q^2} + M_{44}\left(\gamma_i+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_\ell+\tfrac{7\beta}{8},\alpha_j+\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{4},\tfrac{\beta}{4},0,\tfrac{\beta}{4},-\tfrac{\beta}{2},\tfrac{\beta}{2}\right)$$

$$e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}\Big)\Big] - B_\ell A_i \Big[\frac{y_{11}}{}\Big(e^{-\frac{\beta}{2}q^2} M_2\Big(\alpha_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{4},$$

$$-\frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{2}\Big) + M_2\Big(\alpha_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{4}, \frac{\beta}{4}, 0, \frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}\Big)$$

$$-\frac{1}{q^2} y_{12}\Big(e^{-\frac{3\beta}{8}q^2} M_{55}\Big(\alpha_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{4}, \frac{\beta}{4}, 0, \frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) +$$

$$M_{55}\Big(\alpha_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{2}\Big) e^{-\frac{\beta}{2}q^2}\Big)\Big]$$

$$+ B_i B_\ell \Big[y_6\Big(e^{-\frac{\beta}{2}q^2} M_{12}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{2}\Big)$$

$$+ M_{12}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{4}, \frac{\beta}{4}, 0, \frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}\Big) -$$

$$\frac{1}{q^2} y_7\Big(e^{-\frac{\beta}{2}q^2} M_{244}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{2}\Big)$$

$$+ M_{244}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{4}, \frac{\beta}{4}, 0, \frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}\Big)$$

$$\frac{1}{q^2} y_8\Big(e^{-\frac{\beta}{2}q^2} M_{155}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) +$$

$$M_{155}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{4}, \frac{\beta}{4}, 0, \frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}\Big)$$

$$y_{9}/2\Big(e^{-\frac{\beta}{2}q^2} M_{77}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) +$$

$$M_{77}\Big(\gamma_i+\frac{7\beta}{8}, \gamma_\ell+\frac{7\beta}{8}, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{4}, \frac{\beta}{4}, 0, \frac{\beta}{4}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}\Big) e^{-\frac{3\beta}{8}q^2}\Big)\Big]\Big\}. \qquad (A.8)$$

$$F_{34}(\bar{q}) = Re\,\frac{2k^2}{(2\pi)^4\beta} |G_0|^2 G_0^* e^{-\frac{3\beta}{8}q^2} \sum_{i,j,\ell} A_j \Big\{\Big[A_i A_\ell J_0(\alpha_i+\beta/2, 0)$$

$$- B_i A_\ell J_1(\gamma_i+\beta/2, 0) y_{62}\Big] M_0(\alpha_j+\beta, \alpha_\ell+\beta, \alpha_j+\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, 0, -\beta, 2\alpha_j, 0)$$

$$+ \Big[y_{67} B_i B_\ell J_1(\gamma_i+\beta/2, 0) - A_i B_\ell y_{11} J_0(\alpha_i+\beta/2, 0)\Big] M_2\Big(\alpha_j+\beta, \gamma_\ell+\beta, \alpha_j+\frac{\beta}{2},$$

$$\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, 0, -\beta, 2\alpha_j, 0\Big) - \Big[y_{89} B_i B_\ell J_1(\gamma_i+\beta/2, 0) - y_{12} A_i B_\ell J_0(\alpha_i+\beta/2, 0)\Big]$$

$$M_{55}(\alpha_j+\beta, \gamma_l+\beta, \alpha_j+\beta/2, \beta/2, \beta/2, 0, -\beta, 2\alpha_j, 0)\}$$

(A.9)

$$F_{44}(\bar{q}) = \frac{k^2}{(2\pi)^4 8\beta^2} |G_0|^8 e^{-\frac{\beta}{4}q^2} \sum_{i,j,l} A_j N_0(\alpha_j+\beta/2, \alpha_j+\beta/2, 0, 0, 2\alpha_j)$$

$$\{A_i A_l J_0(\alpha_i+\beta/2, 0) J_0(\alpha_l+\beta/2, 0) + y_{61} B_i B_l J_1(\gamma_i+\beta/2, 0) J_1(\gamma_l+\beta/2, 0)$$

$$- y_{62}\left[B_i A_l J_1(\gamma_i+\beta/2, 0) J_0(\alpha_l+\beta/2, 0) + B_l A_i J_1(\gamma_l+\beta/2, 0) J_0(\alpha_i+\beta/2, 0)\right]\}$$

(A.10)

$$G_0 = \frac{\sigma_t(1-i\rho)}{4\pi}$$

$$X(\tfrac{1}{2}\bar{q}) = y_2 S_0(\tfrac{1}{2}\bar{q}) - y_3 S_2(\tfrac{1}{2}\bar{q}) ;$$

$$Z_1(\tfrac{1}{2}\bar{q}) = S_0(\tfrac{1}{2}\bar{q}) + y_1 S_2(\tfrac{1}{2}\bar{q}) ;$$

$$Z_2(\tfrac{1}{2}\bar{q}) = Z_1^2(\tfrac{1}{2}\bar{q}) + y_0 S_2^2(\tfrac{1}{2}\bar{q}) ;$$

$$M_0(b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6, b_7, b_8, b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3}q^2} N_0(a_1, a_2, a_3, a_4, a_5)$$

$$= \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1}q^2} N_0(c_1, c_2, c_3, c_4, c_5)$$

$$M_{12}(b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6, b_7, b_8, b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3}q^2} N_{12}(a_1, a_2, a_3, a_4, a_5)$$

$$M_{155}(b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6, b_7, b_8, b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3}q^2} N_{144}(a_1, a_2, a_3, a_4, a_5)$$

$$M_{244}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3} q^2} N_{233}(a_1,a_2,a_3,a_4,a_5)$$

$$M_{44}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3} q^2} N_{33}(a_1,a_2,a_3,a_4,a_5)$$

$$M_{55}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3} q^2} N_{44}(a_1,a_2,a_3,a_4,a_5)$$

$$M_{77}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3} q^2} N_{55}(a_1,a_2,a_3,a_4,a_5)$$

$$M_{1}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3} q^2} N_{1}(a_1,a_2,a_3,a_4,a_5)$$

$$M_{2}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_3} e^{\frac{b_6^2}{4b_3} q^2} N_{2}(a_1,a_2,a_3,a_4,a_5)$$

$$= \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_1(c_1,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$M_{3}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_{2}(c_1,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$M_{23}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_{12}(c_1,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$M_{266}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_{144}(c_1,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$M_{355}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_{233}(c_1,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$M_{55}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_{33}(c_1,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$M_{66}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_{44}(c_1,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$M_{99}(b_1,b_2,b_3,b_4,b_5,b_6,b_7,b_8,b_9) = \frac{\pi}{b_1} e^{\frac{b_4^2}{4b_1} q^2} N_{55}(c_1,c_2,c_2,c_3,c_4,c_5)$$

$$a_1 = \frac{4b_1b_3 - b_8^2}{4b_3}\,;\; a_2 = \frac{4b_3b_2 - b_9^2}{4b_3}\,;\; a_3 = \frac{2b_3b_4 + b_8b_8}{2b_3}\,;\; a_4 = \frac{2b_3b_5 + b_6b_9}{2b_3}\,;$$

$$a_5 = \frac{2b_3b_7 + b_8b_9}{2b_3}\,;\; c_1 = \frac{4b_1b_2 - b_7^2}{4b_1}\,;\; c_2 = \frac{4b_1b_3 - b_8^2}{4b_1}\,;\; c_3 = \frac{2b_1b_5 + b_4b_7}{2b_1}\,;$$

$$c_4 = \frac{2b_1b_6 + b_4b_8}{2b_1}\,;\quad c_5 = \frac{2b_1b_9 + b_7b_8}{2b_1}\,.$$

$$N_0(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{n_2}\, e^{\frac{n_4^2}{4n_2}q^2} J_0(d_1,d_2) = \frac{\pi}{n_1}\, e^{\frac{n_3^2}{4n_1}q^2} J_0(e_1,e_2)$$

$$N_1(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{n_2}\, e^{\frac{n_4^2}{4n_2}q^2} J_1(d_1,d_2)$$

$$N_2(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{n_1}\, e^{\frac{n_3^2}{4n_1}q^2} J_1(e_1,e_2)$$

$$N_{12}(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = -\frac{\pi}{n_2^2}\, e^{\frac{n_4^2}{4n_2}q^2} \Big\{\Big(1 + q^2\frac{n_4^2}{4n_2}\Big) J_1(d_1,d_2) + \frac{n_4n_5}{2n_2} J_{12}(d_1,d_2) - \frac{n_5^2}{4n_2} J_{11}(d_1,d_2)\Big\}$$

$$N_{33}(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{n_2}\, e^{\frac{n_4^2}{4n_2}q^2} J_{22}(d_1,d_2)$$

$$N_{44}(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{n_1}\, e^{\frac{n_3^2}{4n_1}q^2} J_{22}(e_1,e_2)$$

$$N_{144}(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{2n_2^2}\, e^{\frac{n_4^2}{4n_2}q^2} \Big\{\Big(1 + \frac{n_4^2}{2n_2}q^2\Big) q^2 J_1(d_1,d_2) + q^2\frac{n_4n_5}{n_2} J_{12}(d_1,d_2) + \frac{n_5^2}{2n_2} J_{122}(d_1,d_2)\Big\}$$

$$N_{233}(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{2n_1^2}\, e^{\frac{n_3^2}{4n_1}q^2} \Big\{\Big(1 + \frac{n_3^2}{4n_1}q^2\Big) q^2 J_1(e_1,e_2) + q^2\frac{n_3n_5}{n_1} J_{12}(e_1,e_2) + \frac{n_5^2}{2n_1} J_{122}(e_1,e_2)\Big\}$$

$$N_{55}(n_1,n_2,n_3,n_4,n_5) = \frac{\pi}{4n_2^3}\, e^{\frac{n_4^2}{4n_2}q^2}\left\{n_5^2 J_{11}(d_1,d_2) - 2n_2 J_1(d_1,d_2) + n_4^2 J_{22}(d_1,d_2) - 2n_4 n_5 J_{12}(d_1,d_2)\right\} ;$$

où

$$d_1 = \frac{4n_1n_2 - n_5^2}{4n_2} ; \quad d_2 = \frac{2n_2n_3 + n_4n_5}{2n_2} ;$$

$$e_1 = \frac{4n_1n_2 - n_5^2}{4n_1} ; \quad e_2 = \frac{2n_1n_4 + n_3n_5}{2n_1} ;$$

$$J_0(\kappa_1,\kappa_2) = \frac{\pi}{\kappa_1}\, e^{\frac{\kappa_2^2}{4\kappa_1}q^2} ;$$

$$J_1(\kappa_1,\kappa_2) = -\frac{1}{\kappa_1}\left(1 + \frac{\kappa_2^2 q^2}{4\kappa_1}\right) J_0(\kappa_1,\kappa_2) ;$$

$$J_{11}(\kappa_1,\kappa_2) = \frac{1}{\kappa_1^2}\left(2 + \frac{\kappa_2^2 q^2}{\kappa_1} + \frac{\kappa_2^4 q^4}{16\kappa_1^2}\right) J_0(\kappa_1,\kappa_2) ;$$

$$J_{12}(\kappa_1,\kappa_2) = -\frac{\kappa_2}{2\kappa_1^2} q^2 \left(2 + \frac{\kappa_2^2 q^2}{4\kappa_1}\right) J_0(\kappa_1,\kappa_2) ;$$

$$J_{22}(\kappa_1,\kappa_2) = \frac{q^2}{2\kappa_1}\left(1 + \frac{\kappa_2^2 q^2}{2\kappa_1}\right) J_0(\kappa_1,\kappa_2) ;$$

$$J_2(\kappa_1,\kappa_2) = \frac{\kappa_2 q^2}{2\kappa_1} J_0(\kappa_1,\kappa_2) ;$$

$$J_{122}(\kappa_1,\kappa_2) = -\frac{q^2}{2\kappa_1}\left\{2 + \frac{\kappa_2^2 q^2}{4\kappa_1}\left(7 + \frac{\kappa_2^2 q^2}{2\kappa_1}\right)\right\} J_0(\kappa_1,\kappa_2) .$$

Dans les formules (A.1) - (A.10) les paramètres sont respectivement égaux à :

$y_{40} = y_5 + y_4/2$; $y_{61} = y_6 + y_7/2 + y_8/2 + y_9/4$; $y_{62} = y_{11} + y_{12}/2$;

$y_{67} = y_6 + y_7/2$; $y_{89} = y_8 + y_9/2$; $y_{678} = y_6 + y_7/2 + y_8/2$.

Dans le cas de la diffusion quasi-élastique des projectiles non polarisés par la cible non polarisée, nous avons :

$y_0 = 2$; $y_1 = 0$; $y_2 = 0$; $y_3 = -1$; $y_4 = -3$; $y_5 = 1$; $y_6 = 2$; $y_7 = -3$;

$y_8 = -3$; $y_9 = 6$; $y_{10} = 6$; $y_{11} = 0$; $y_{12} = 0$.

Dans le cas de la diffusion quasi-élastique des projectiles polarisés par une cible non polarisée nous avons :

$y_0 = 0$; $y_1 = \pm 1$; $y_2 = 1$; $y_3 = -1$; $y_4 = -3/2$; $y_5 = 1/2$; $y_6 = 5/2$

$y_7 = -3$; $y_8 = -3$; $y_9 = 9/2$; $y_{10} = 9/2$; $y_{11} = 1/2$; $y_{12} = -3/2$;

lorsque $m_i = \pm 1$ et

$y_0 = 0$; $y_1 = 2$; $y_2 = 1$; $y_3 = 2$; $y_4 = 3$; $y_5 = -1$; $y_6 = 1$; $y_7 = -3$; $y_8 = -3$;

$y_9 = 9$; $y_{10} = 9$; $y_{11} = -1$; $y_{12} = 3$;

lorsque $m_i = 0$.

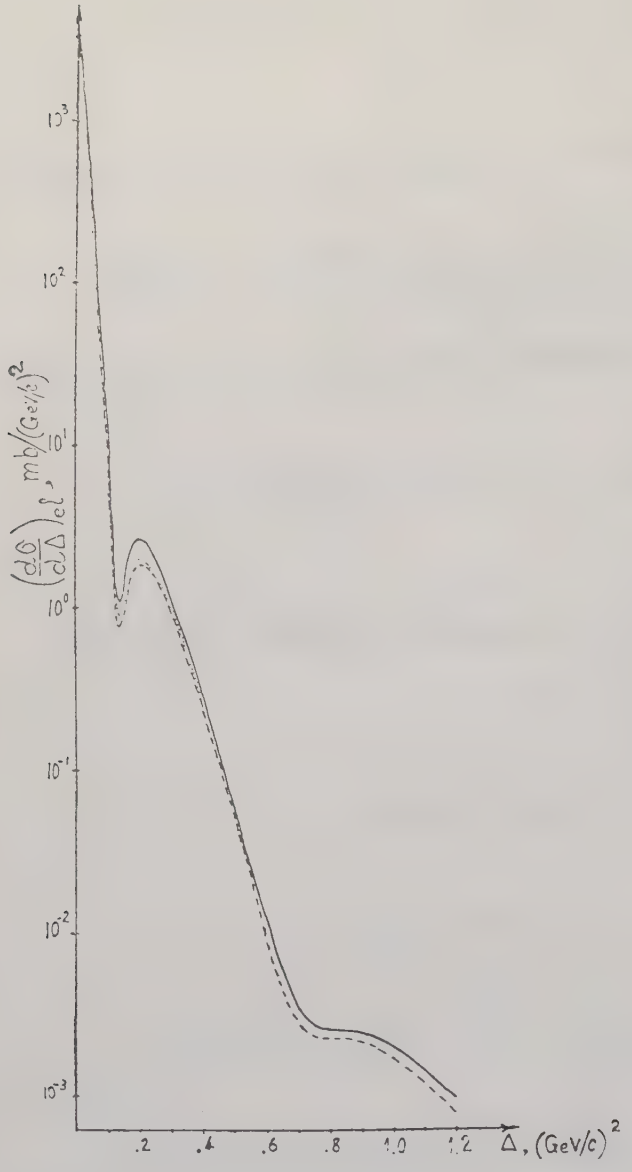

Fig. 1. Section efficace différentielle de la diffusion élastique deuton-hélium.

——— Courbe I obtenue à l'aide de la fonction (1.2.3).

..... Courbe II obtenue à l'aide de la fonction (1.2.4).

------ Courbe III obtenue à l'aide de la fonction (1.2.5).

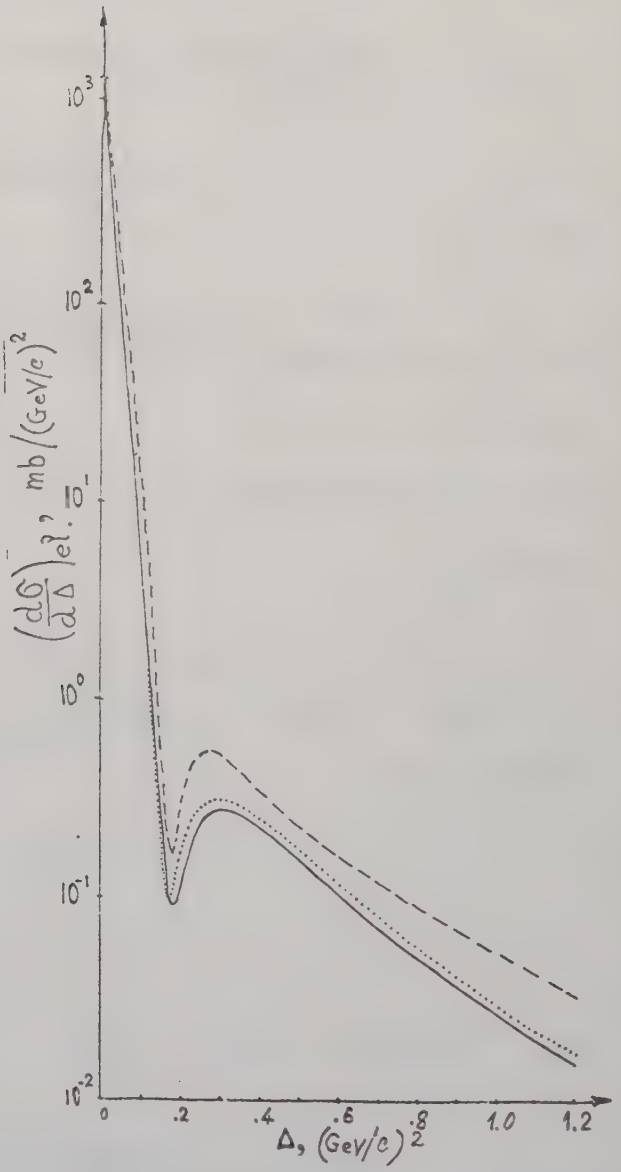

Fig. 2 Section efficace différentielle de la diffusion élastique deuton-deuton.

------- Courbe I obtenue à l'aide de la fonction (1.2.3).

..... Courbe II obtenue à l'aide de la fonction (1.2.4).

——— Courbe III obtenue à l'aide de la fonction (1.2.5).

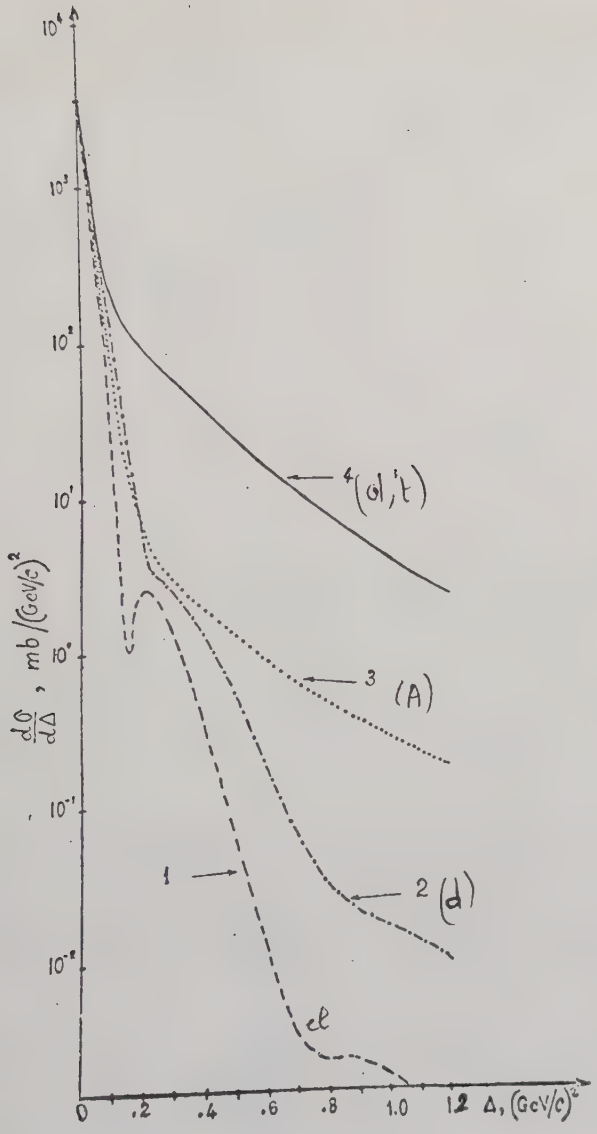

Fig. 3 Collision deuton-hélium.

------ La courbe 1 représente la section eficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{el}$

-·-·-· La courbe 2 représente la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{d}$

..... La courbe 3 représente la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{A}$

——— La courbe 4 représente la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{dt}$

Toutes les courbes ont été calculées à l'aide de la fonction (1.2.3) pour le deuton et de la fonction (1.2.6) pour le He^{+}.

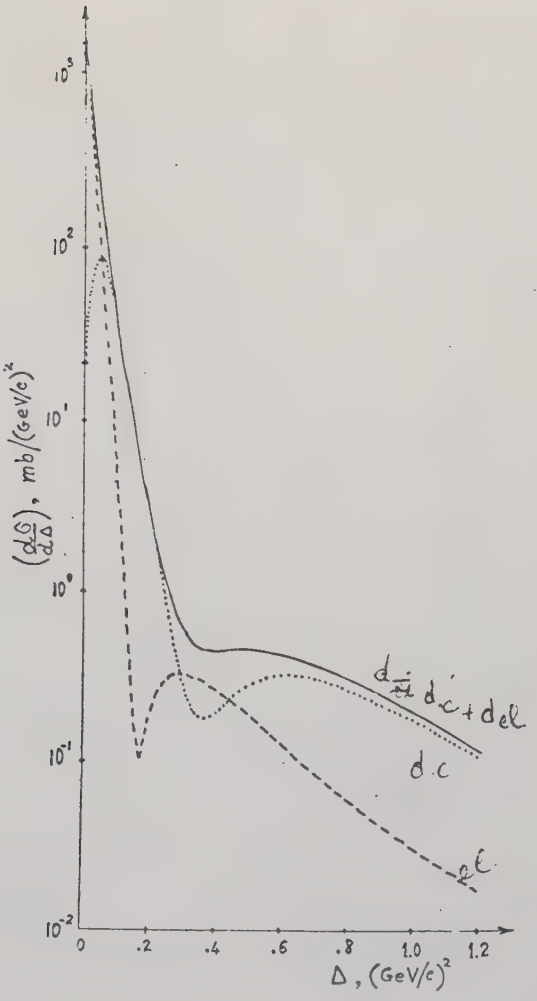

Fig. 4 Collision deuton-deuton.

——— La courbe de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{d}$

----- La courbe de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{el}$

..... La courbe de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Delta)_{d.c.}$

Toutes les courbes sont calculées à l'aide de la fonction (1.2.4).

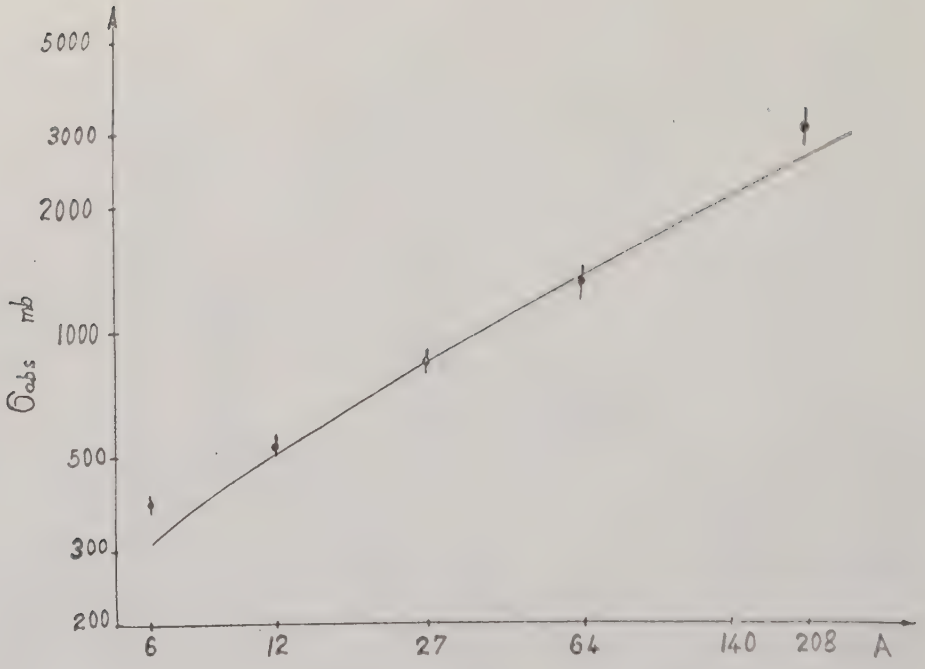

Fig. 6 Variation en fonction de A de la section efficace d'absorption des anti-deutons de 13.3 Gev/c par les noyaux.

Les points expérimentaux ont été empruntés à l'article (6). Les paramètres utilisés sont respectivement égaux à :

σ_t = 58 mb ; α = 0 ; β = 0.45 f^2

Pendant le calcul nous avons fait usage de la densité (3.3.23).

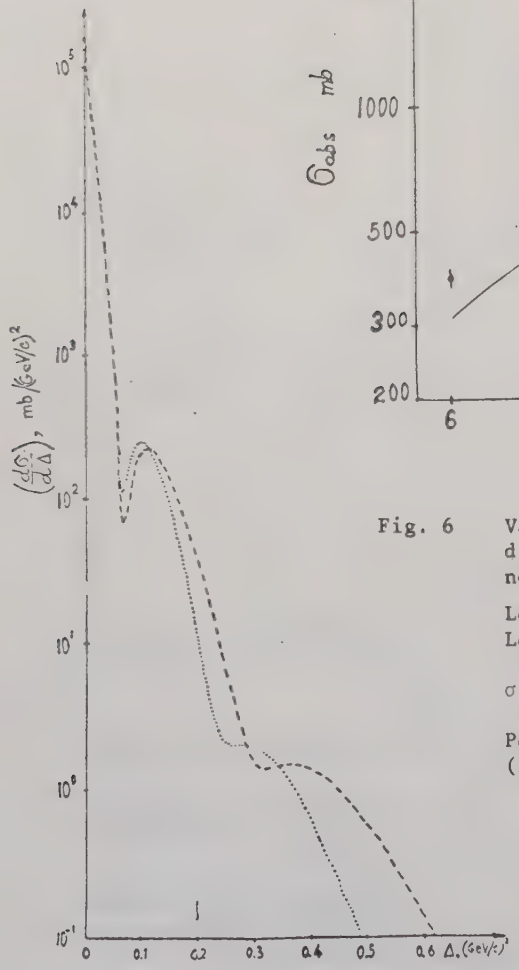

Fig. 5 La section efficace différentielle de la diffusion des deutons par le noyau C^{12}.

------ La courbe obtenue à l'aide de la formule (3.4.2).

..... La courbe calculée à l'aide de la formule (3.4.3).

Nous avons supposé σ_t = 44 mb,
α = -0.33 , β = 0.207 f^2

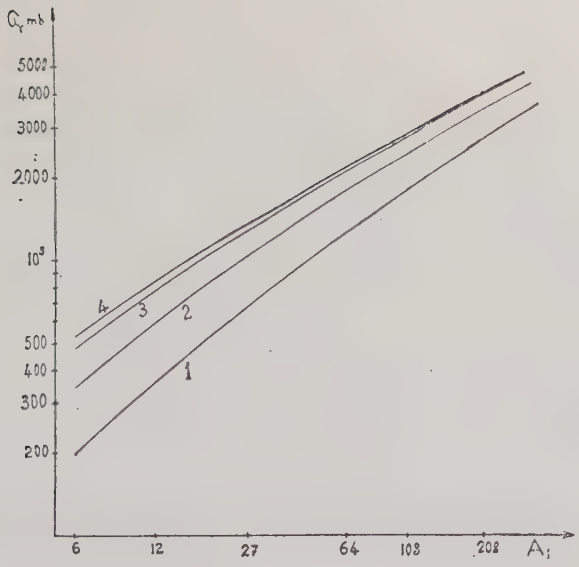

Fig. 7 Variation de la section efficace totale des collisions des particules p ; d ; He^3 et He^4 au noyau, en fonction du nombre de masse de ces noyaux.

Les paramètres utilisés sont respectivement égaux à :

σ_t = 44 mb ; α =-0.33 ; β = 0.207 f^2

Les paramètres de la densité (3.3.23) sont égaux à :

a = 0.545 f ; c = 1.07 $A^{1/3}$ f

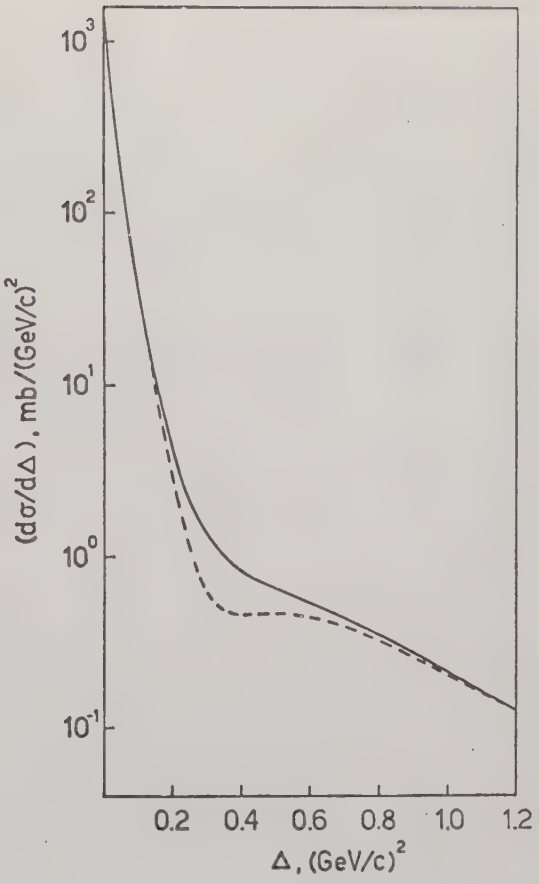

Fig. 8 Section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique deuton-deuton. ($\Delta = q^2$)

------ Courbe I calculée sans le facteur de forme quadrupolaire du deuton.

——— Courbe II calculée en tenant compte du facteur de forme quadrupolaire du deuton.

σ_t = 44 mb ; =-0.33 ; β = 0.207 f^2.

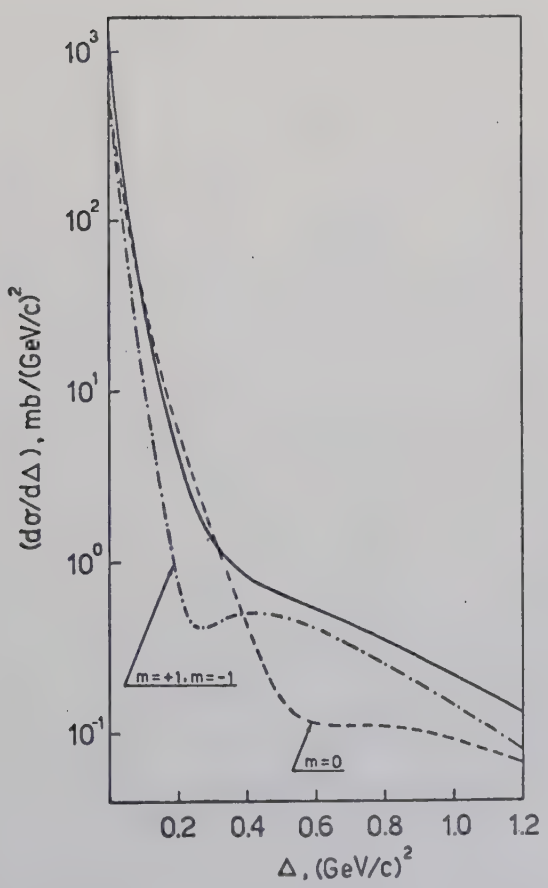

Fig. 9 Section efficace différentielle de la diffusion (Δ=q^2) quasi-élastique deuton-deuton (projectile polarisé).

——— ($d\sigma/d\Delta$) (projectile et cible non polarisés).

------- ($d\sigma/d\Delta$) (cible non polarisée, projectile polarisé, m_i = 0).

-.-.-.-. ($d\sigma/d\Delta$) (cible non polarisée, projectile polarisé, m_i = ±1).

σ_t = 44 mb ; φ = -0.33,

β = 0.207 f^2.

Noyau	σ_T mb	σ_{prod} mb	σ_{dc} mb	$\sigma_{d.inc}$ mb	σ_{inc} mb	σ_{el} mb	σ_{sc} mb
D	154.39	80.79	6.46	30.39	6.46	30.28	73.59
He^4	253.05	131.39	11.47	33.97	7.58	68.61	121.65

Table 1. Sections efficaces inétgrales des collisions élastiques, quasi-élastiques et inélastiques deuton-deuton et deuton hélium.

Les paramètres de la diffusion élastique nucléon-nucléon sont égaux à (22) :

σ_t = 44 mb ; α = -0.33 ; β = 0.207 f^2

Les fonctions (1.2.3) et (1.2.6) ont été utilisées pour le deuton et pour l' hélium respectivement.

A	4	6	12	16	27	64
σ_T mb	299.78	410.97	697.57	866.06	1279.83	2427.7

Table 2. Valeur de la section efficace totale de la collision deuton-noyau.

Les fonctions (1.2.4) et (1.2.6) ont été employées pour le deuton et le noyau respectivement.

A	σ_o mb	$\sigma^A_{e.v.}$ mb	σ_T mb	$\sigma^A_{e.v.}/\sigma_T$
16	871.2	23.8	847.4	2.81 %
27	1215.5	27.7	1187.8	2.33 %
40	1546.6	30.3	1516.3	2.00 %
64	2050.4	34.1	2016.3	1.7 %
108	2794.00	38.6	2755.4	1.4 %
140	3256.00	41.1	3214.9	1.27 %
208	4111.80	45.4	4066.4	1.11 %

Table 3. Les sections efficaces sont calculées à partir des données de l'article (8).

σ_t = 55 mb ; α = 0 ; β = 0.45 f^2

A_1	$\sigma_{T.ex.}$ mb	σ_T mb	σ'_T mb	σ(F.P.) mmb	$\lvert\sigma_{T.ex.} - \sigma_T\rvert/\sigma_{T.ex}$	$\lvert\sigma_{T.ex.} - \sigma'_T\rvert/\sigma_{T.ex.}$	$\lvert\sigma_{T.ex.} - \sigma_T(F.P)\rvert/\sigma_{T.ex}$
4	299.78	297.23	312.99	312.99	0.86 %	4.5 %	5.35 %
6	410.97	413.59	429.39	420.62	0.64 %	4.5 %	2.35 %
12	697.57	709.74	724.10	693.53	1.76 %	3.82 %	0.57 %
16	866.06	882.13	895.48	854.7	1.86 %	3.4 %	1.31 %
27	1279.83	1302.27	1313.50	1254.55	1.75 %	2.64 %	1.97 %
64	2427.7	2459.3	2467.33	2379.25	1.35 %	1.65 %	1.99 %
108	3579.96	3617.23	3623.62	3518.76	1.04 %	1.48 %	1.72 %

Table 4. La section efficace $\sigma_{T.ex.}$ est calculée à l'aide de la formule exacte (3.3.6).
La section efficace σ_T est calculée à l'aide de la formule (3.2.18).
La section efficace σ'_T est calculée à l'aide de la formule (3.2.15).
La section efficace σ_T(F.P.) est calculée à l'aide de la formule (3.3.17).

σ_t = 52 mb ; α = 0 ; β = 0.45 f^2

A_1	σ_T mb	σ_T(F.P.) mb	$\lvert\sigma_T - \sigma_T(F.P.)\rvert/\sigma_T$	σ_{abs} mb	σ_{abs}(F.P.) mb	$\lvert\sigma_{abs} - \sigma_{abs}(F.P.)\rvert/\sigma_{abs}$
6	362.77			308.83		
12	638.79			500.02		
16	795.9	874.9	10 %	600.12	602.8	1.6 %
27	1162.08	1224.1	5.35 %	820.19	819.6	0.72 %
64	2064.93	2072.4	0.36 %	1328.13	1315.1	1.0 %
108	2867.68	2826.9	1.42 %	1764.9	1745.45	1.1 %
140	3363.40	3295.1	2.02 %	2031.57	2008.3	1.15 %
208	4277.69	4162.1	2.8 %	2519.7	2491.5	1.12 %

Table 5. La section efficace σ_T est calculée à l'aide de la formule (3.2.18).
La section efficace σ_T(F.P.) est calculée à l'aide de la formule (3.3.17).
La section efficace σ_{abs} est calculée à l'aide de la formule (3.4.7).
La section efficace σ_{abs}(F.P.) est calculée à l'aide de la formule proposée par l'article (8).

σ_t = 55 mb ; α = 0 ; β = 0.45 f^2

Les paramètres de la densité (3.3.23) sont égaux à : a = 0.545f ; c = 1.14 $A^{1/3}$f

A_1	$\sigma_{el.ex.}$ mb	σ_{el} mb	σ_{el}(F.P.) mb	$\lvert\sigma_{el.ex}-\sigma_{el}\rvert/\sigma_{el.ex.}$	$\lvert\sigma_{el.ex.}-\sigma_{el}$(F.P.)$\rvert/\sigma_{el.ex.}$
4	67.129	63.686	73.96	5.1 %	10.1 %
6	103.15	101.31	111.06	1.78 %	7.67 %
12	203.9	206.35	210.39	1.2 %	3.18 %
16	265.73	270.3	270.52	1.72 %	1.80 %
27	420.94	429.56	421.71	2.05 %	0.18 %
64	862.17	878.21	856.56	1.86 %	0.65 %

Table 6. Les sections efficaces intégrales de la diffusion élastique du deuton par les noyaux.

$\sigma_{el.ex}$ – valeur exacte de la section efficace de la diffusion élastique calculée à l'aide de la formule (3.4.2).

σ_{el} – valeur de la section efficace de la diffusion élastique calculée au moyen de la formule (3.4.3).

σ_{el}(F.P.) valeur de la section efficace de la diffusion élastique calculée à l'aide de la méthode proposée par l'article (8).

Les valeurs des paramètres utilisées sont égaux à :

$\sigma_t = 52$ mb ; $\alpha = 0$; $\beta = 0.45$ f^2

Noyau	σ_{abs}(exp.)	σ_{abs} mb	$\tilde{\sigma}_{abs}$ mb	$\lvert\sigma_{abs}-\tilde{\sigma}_{abs}\rvert/\sigma_{abs}$
Li^6	360 ± 40	299.09	272.47	8.9 %
C^{12}	510 ± 85	481.80	407.92	15.3 %
Al^{27}	835 ± 140	782.94	637.17	18.3 %
Cu^{64}	1480 ± 200	1253.17	1016.57	18.8 %
Pb^{208}	3700 ± 670	2341.61	1946.11	16.8 %

Table 7. Section efficace d'absorption des anti-deutons par les noyaux à 25 Gev/c.

σ_{abs}(exp) – valeur expérimentale de section efficace d'absorption (6).

σ_{abs} – valeur calculée à l'aide de l'équation (3.3.1).

$\tilde{\sigma}_{abs}$ – valeur calculée à l'aide de la formule (3.5.2).

Les paramètres de la collision "élémentaire" employés :

$\sigma_t = 52$ mb ; $\alpha = 0$; $\beta = 0.45$ f^2

correspondent aux valeurs expérimentales obtenues pour la collision élastique anti- proton - proton (32) à 11.1 Gev. Les valeurs des paramètres de la densité (3.3.23) sont :

$a = 0.545$ f ; $c = 1.07\ A^{1/3}$f

Noyau A_2	R_2	R_2^2 (f^2)
Proton	1	0
Deuton	2	2.599
Helium (3)	3	2.856
Hélium (4)	4	1.877

Table 8

A_1 \ A_2	1	2	3	4	1	2	3	4
6	198.84	351.11	473.41	527.09	166.29	278.36	360.82	386.909
12	359.28	601.22	779.71	841.43	277.87	435.07	541.78	566.33
27	687.27	1059.38	1305.93	1368.51	482.09	696.39	832.30	853.88
64	1306.77	1833.09	2155.11	2215.05	833.52	1117.08	1289.51	1307.88
108	1888.3	2517.51	2892.05	2950.34	1149.96	1483.20	1682.13	1698.46
208	2949.63	3721.85	4174.37	4230.6	1714.08	2121.23	2359.52	2373.02

Table 9. Les sections efficaces totales et les sections efficaces d'absorption pendant la diffusion des particules p, d, He^3 et He^4 par les noyaux.

Ici, les paramètres sont respectivement égaux à :

σ_t = 44 mb ; α = -0.33 ; β = 0.207 f^2

a = 0.545 f ; c = 1.07$A^{1/3}$f

A	4	6	9	12	16	27	40	64
$\sigma_{d.c.}$ mb	10.22	9.49	8.96	8.67	8.28	7.94	7.62	7.18
$\sigma_{d.c.}$ mb	9.92	9.07	8.34	7.87	7.43	6.72	6.43	5.98
$\sigma_{d.c.}$(F.P.)mb	17.85	33.68	47.68	60.48	72.15	81.98	90.56	97.82

Table 10. La section efficace intégrale de la désintégration cohérente.
Les valeurs (22) utilisées pour les paramètres de la diffusion élastique nucléon-nucléon sont :

σ_t = 44 mb ; α = -0.33 ; β = 0.207

σ°_{dc} - valeur calculée à l'aide de la formule exacte (4.1.16)

σ_{dc} - valeur calculée à l'aide de la formule (4.1.7)

$_{dc}$(F.P.) - valeur calculée à l'aide de l'approximation proposée dans l'article (18).

A	σ_T mb	σ_{prod} mb	$\sigma_{d.c.}$ mb	$\sigma_{d.inc.}$	σ_{inc} mb	σ_{sc} mb	σ_{el} mb
4	258.194	134.045	10.22	36.573	12.23 8.728	124.149	68.628
6	356.9	184.22	9.49	47.191	17.41 13.779	172.68	102.22
9	491.55	252.388	8.96	60.874	23.12 19.34	239.164	149.99
12	615.62	314.84	8.67	70.61	26.43	300.78	195.07
16	769.88	391.45	8.28	85.68	33.26	378.43	251.216
27	1152.94	582.22	7.94	121.824	48.83	570.72	292.126
40	1158.97	$\sim\sigma_T/2$	7.62	160.80	62.905	$\sim\sigma_T/2$	548.11
64	2233.84	$\sim\sigma_T/2$	7.18	215.107	86.158	$\sim\sigma_T/2$	808.475
140	4061.23	$\sim\sigma_T/2$	$\sim$0	348.68	142.33	$\sim\sigma_T/2$	1539.6
208	5492.2	$\sim\sigma_T/2$	$\sim$0	442.25	186.56	$\sim\sigma_T/2$	2117.3

Table 11. Les sections efficaces intégrales des diffusions élastiques, quasi-élastiques et inélastiques deuton-noyau.

Les valeurs marquées d'étoiles sont calculées à l'aide de l'approximation du projectile rigide.

Les paramètres de la diffusion élastique nucléon-nucléon sont respectivement égaux à :

σ_t = 44 mb ; α = -0.33 ; β = 0.207 f^2

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données

Vu et approuvé :

Orsay, le 6 Juin 19 72

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :